

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ  
“КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ”

На правах рукопису

**Кравець Володимир Юрійович**

УДК 536.24.08

**ТЕПЛООБМІН В МІНІАТЮРНИХ  
ВИПАРОВУВАЛЬНО-КОНДЕНСАЦІЙНИХ СИСТЕМАХ  
ОХОЛОДЖЕННЯ**

05.14.06 – технічна теплофізика та промислова теплоенергетика

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук

Науковий консультант:

доктор технічних наук, професор

Письменний Євген Миколайович

Київ-2016

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТЕРМІНІВ І СКОРОЧЕНЬ. . . . .	5
ВСТУП. . . . .	7
РОЗДІЛ 1 ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО ТЕПЛООБМІН ПРИ МІНІАТЮРИЗАЦІЇ ВИПАРНИХ СИСТЕМ ОХОЛОДЖЕННЯ. . . . .	15
1.1. Проблеми охолодження мініатюрних напівпровідникових приладів. .	15
1.2. Особливості процесів пароутворення при кипінні на поверхнях малого розміру. . . . .	17
1.3. Теплопередавальні характеристики мініатюрних двофазних термосифонів. . . . .	26
1.4. Мініатюрні теплові труби: особливості передачі теплової енергії . . .	33
1.5. Пульсаційні капілярні теплові труби в системах охолодження мініатюрних приладів. . . . .	42
1.6 Висновки до розділу та постановка завдання досліджень. . . . .	57
РОЗДІЛ 2 ПРОЦЕСИ ПАРОУТВОРЕННЯ НА ПОВЕРХНЯХ МАЛОГО РОЗМІРУ В СТИСЛИХ УМОВАХ. . . . .	60
2.1. Процеси пароутворення на гладких та пористих поверхнях малого розміру в умовах обмеженого простору . . . . .	61
2.1.1. Опис експериментальної установки. . . . .	61
2.1.2. Методика обробки експериментальних даних. . . . .	68
2.1.3. Температурні характеристики тепловіддаючої поверхні при кипінні в умовах обмеженого простору. . . . .	72
2.1.4. Інтенсивність тепловіддачі при кипінні у великому об'ємі та в умовах обмеженого простору. . . . .	75
2.2. Фізична модель процесу кипіння в умовах обмеженого простору. . . .	80
2.2.1. Основні припущення. . . . .	80
2.2.2. Конвективний перенос теплоти при низьких густинах теплових потоків, що підводяться. . . . .	81
2.2.3. Кипіння при відсутності впливу парової хмари біля обмежувача. . . . .	84

2.2.4. Кипіння при наявності впливу парової хмари біля обмежувача. . . . .	86
2.2.5. Узагальнення результатів дослідження інтенсивності тепловіддачі при кипінні в умовах обмеженого простору. . . . .	90
2.3. Сили, які розвиває між фазна поверхня парової бульбашки при її зростанні . . . . .	97
2.4. Максимальні теплові потоки на дискретно – неізотермічних поверхнях з крапковим джерелом теплоти. . . . .	109
2.4. Висновки до розділу 2. . . . .	117
<b>РОЗДІЛ 3 ПРОЦЕСИ ТЕПЛО-МАСООБМІНУ В</b>	
<b>МІНІАТЮРНИХ ДВОФАЗНИХ ТЕРМОСИФОНАХ. . . . .</b>	<b>118</b>
3.1. Експериментальна установка і методика обробки даних. . . . .	119
3.2. Пульсаційні явища в мініатюрних двофазних закритих термосифонах . . . . .	125
3.3. Початок кипіння в мініатюрних двофазних термосифонах. . . . .	139
3.4. Вплив геометричних і режимних факторів на термічний опір і максимальні теплові потоки. . . . .	145
3.5. Інтенсивність тепловіддачі в зонах теплообміну мініатюрних термосифонів . . . . .	167
3.6. Висновки по розділу 3. . . . .	179
<b>РОЗДІЛ 4 ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛОПЕРЕДАВАЛЬНИХ</b>	
<b>ХАРАКТЕРИСТИК МІНІАТЮРНИХ ТЕПЛОВИХ ТРУБ. . . . .</b>	<b>180</b>
4.1. Експериментальне обладнання і методика проведення випробувань .	181
4.2. Температурні режими роботи мініатюрних теплових труб. . . . .	187
4.3. Вплив геометричних і режимних факторів на теплопередавальні характеристики мініатюрних теплових труб. . . . .	192
4.3.1. Термічний опір і максимальні теплові потоки. . . . .	192
4.3.2. Інтенсивність тепловіддачі в зонах теплообміну мініатюрних теплових труб. . . . .	216
4.4. Узагальнення експериментальних даних . . . . .	224
4.5. Висновки по розділу 4 . . . . .	228

РОЗДІЛ 5 ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛОПЕРЕДАЮЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЛЬСАЦІЙНИХ ТЕПЛОВИХ ТРУБ. ....	230
5.1. Конструкція експериментальної установки для визначення теплопередаючих характеристик пульсаційних теплових труб в умовах природної конвекції. ....	230
5.2. Опис схеми вимірювань. ....	233
5.3. Методика проведення експериментів ....	234
5.4. Результати експериментальних досліджень пульсаційної теплової труби ....	236
5.5. Дослідження впливу ступені заповнення на теплопередаючі характеристики пульсаційних теплових труб. ....	241
5.6. Вплив орієнтації у просторі на термічний опір пульсаційних капілярних теплових труб. ....	251
5.7. Капілярна пульсаційна теплова труба в умовах дії вібраційних навантажень. ....	261
5.8. Експериментальне обладнання і методика проведення випробувань. .	263
5.9. Математична модель механізму впливу вібрацій на тепломасообмінні процеси в пульсаційних теплових трубах. ....	268
5.10. Висновки по розділу 5 ....	272
РОЗДІЛ 6 СИСТЕМИ ОХОЛОДЖЕННЯ НА ОСНОВІ ВИПАРОВУВАЛЬНО – КОНДЕНСАЦІЙНОГО ЦИКЛУ. ....	274
6.1. Система охолодження процесора герметичного комп'ютера ....	275
6.2. Система охолодження потужного процесора зі штирковими ребрами. .	277
6.3. Система охолодження для термостабілізації блока живлення ....	281
6.4. Система охолодження вінчестера ....	284
6.5. Система відводу теплоти на основі ПТТ ....	285
6.1. Висновки по розділу 6. ....	288
ВИСНОВКИ. ....	289
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ ....	292
ДОДАТОК А. ....	315



# ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТЕРМІНІВ І СКОРОЧЕНЬ

$\Pi$  – пористість, %;

$K_{\text{кс}}$  – коефіцієнт проникності капілярної структури,  $\text{м}^2$ ;

$C_p$  – питома теплоємність,  $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ ;

$D, d$  – діаметр,  $\text{м}$ ;

$F$  – площа,  $\text{м}^2$ ;

$P$  – тиск,  $\text{Па}$ ;

$Q$  – тепловий потік,  $\text{Вт}$ ;

$R$  – радіус,  $\text{м}$ ;

$T, t$  – температура,  $\text{К}, ^\circ\text{C}$ ;

$W$  – швидкість,  $\text{м}/\text{с}$ ;

$g$  – прискорення вільного падіння,  $\text{м}/\text{с}^2$ ;

$q$  – густина теплового потоку,  $\text{Вт}/\text{м}^2$ ;

$r$  – теплота пароутворення,  $\text{Дж}/\text{кг}$ ;

$\alpha$  – коефіцієнт тепловіддачі,  $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ ;

$\delta$  – товщина,  $\text{м}$ ;

$\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності,  $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ;

$\mu$  – динамічний коефіцієнт в'язкості,  $\text{Па} \cdot \text{с}$ ;

$\rho$  – густина,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;

$\sigma$  – коефіцієнт поверхневого натягу,  $\text{Н}/\text{м}$ ;

$\nu$  – коефіцієнт кінематичної в'язкості,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;

$\theta$  – кут змочування;

$l_k = \sqrt{\sigma / g(\rho' - \rho'')}$  – капілярна стала,  $\text{м}$ ;

$Bo = d / l_k$  – число Бонда;

$Pr = \nu / a$  – число Прандтля;

$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}$  – число Нуссельта;

$Re = \frac{W \cdot d}{\nu}$  – число Рейнольдса;

$$K_p = \frac{P \cdot \delta}{\sigma} - \text{критерій тиску};$$

$$Ja = \frac{C_p \Delta T}{r} \frac{\rho'}{\rho''} - \text{число Якоба.}$$

Індекси та скорочення:

МВКС – метало-волокниста капілярна структура

МТТ – мініатюрна теплова труба;

ТС – термосифон;

ПТТ – пульсаційна теплова труба;

ЦПО – центри пароутворення;

від – відведений;

вн – внутрішній;

зн – зона нагріву;

зт – зона транспорту;

зк – зона конденсації;

екв – еквівалентний;

еф – ефективний;

нас, s – насичення;

пп – паровий простір;

ст – стінка;

п, “ – пара;

р, ' – рідина;

н, – нагрівач;

к – конденсатор;

кс – капілярна структура;

max – максимальний;

min – мінімальний.

## ВСТУП

Сучасні тенденції зменшення масогабаритних характеристик обладнання при збільшенні їх функціональних можливостей призводять до підвищення енергоспоживання елементів приладів, що в деяких випадках може значно перевищити їх безпечний температурний режим роботи. Також масове впровадження напівпровідникових приладів у всіх галузях техніки ставить завдання надійного функціонування пристроїв. Основною проблемою при використанні малогабаритної радіоелектронної апаратури є забезпечення її заданого температурного режиму роботи. Це потребує розробки нових ефективних систем відводу теплоти від елементів (окремих напівпровідникових кристалів та мікросхем), які виділяють значні теплові потоки. Особливо це актуально в зв'язку з бурхливим розвитком радіоелектроніки, обчислювальної техніки та інших галузей, в яких необхідно відводити теплові навантаження великої щільності до  $1 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$ . Для відводу таких великих теплових потоків з метою підтримки заданого температурного рівня сучасного обладнання широко застосовуються, як процес пароутворення на кристалі напівпровідника, так і автономні теплопередавальні пристрої з використанням випарно-конденсаційного циклу. Такі пристрої при своєму функціонуванні використовують процеси кипіння та конденсації, що є найбільш ефективними засобами передачі теплоти. На даний час такими найбільш перспективними елементами для ефективного відводу теплової енергії є теплові труби (ТТ) і термосифони (ТС). Виникнення так званих пульсаційних теплових труб (ПТТ), в яких перенос теплоти в основному здійснюється за рахунок механічного впливу парових бульбашок, що зростають, на рух теплоносія з зони нагріву в зону конденсації і навпаки, поєднав переваги термосифонів і теплових труб з капілярною структурою. Унікальною особливістю ПТТ є те, що ці пристрої мають просту конструкцію, не містять капілярно-пористої структури, клапанів і

т.д., але при цьому в залежності від конструкції здатні працювати при будь-якій орієнтації в полі сил тяжіння.

Зменшення масогабаритних характеристик електронного обладнання потребує малих габаритів систем охолодження, що в свою чергу призводить до створення мініатюрних розмірів випарно-конденсаційних систем (ТТ, ТС, ПТТ), які повинні передавати теплоту в стислих умовах. Це призводить до ускладнення внутрішніх процесів теплопередачі як в зоні випаровування так і в зоні конденсації, що зменшує теплопередавальні здатності таких систем.

На даний час постійно їде пошук методів підвищення теплопередавальної здатності пристроїв, які б при малих габаритах були спроможні відводити значні теплові потоки при одночасному мінімальному термічному опорі. В цьому випадку на процес теплообміну в таких малогабаритних пристроях роблять вплив капілярні сили, сили інерції и гравітації.

**Актуальність роботи.** Незважаючи на широкий інтерес к вивченню процесів теплообміну при великої кількості різноманітних конструкцій, в теперішній час неможна однозначно відповісти на питання про вплив визначальних факторів на процеси пароутворення і конденсації в стислих умовах. Це зв'язано с тим, що при передачі теплової енергії з зони нагріву в зону конденсації сумісно діють різні фізичні процеси, кожен з яких потребує окремого вивчання. Відсутні критерії, за якими можна було б визначити область переходу від умов теплообміну у великому об'ємі до стислих, коли геометричні фактори впливають на процеси теплопередачі. Також не розроблені показники стабільності роботи цих пристроїв. Експериментальні дані різних досліджень і припущення про фізичний механізм теплопереносу не дають на це відповіді, оскільки самі дослідження в цьому напрямку достатньо прецизійні і важкі. Тому визначення впливу визначальних факторів на процес тепловіддачі і отримання узагальнюючих залежностей при пароутворенні і конденсації в стислих умовах передачі теплової енергії на даний час є актуальною задачею.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Робота виконана на кафедрі атомних електричних станцій і інженерної теплофізики Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут». Тематика дисертаційної роботи відповідає науковому напрямку кафедри і є частиною наступних науково-дослідних робіт.

Розділи даної роботи входили до складу фундаментальних та прикладних держбюджетних і госп. договірних тем, в яких здобувач був науковим керівником: «Дослідження пристроїв на основі теплових труб з метою створення автономних джерел електроенергії, які використовують низько потенційне тепло землі, води і атмосфери» (№ ДР 0193U043081); «Дослідження теплофізичних характеристик теплових мікротруб для систем термостабілізації пристроїв промислової і побутової техніки» (№ ДР 0193U043082); «Розробка, дослідження та виготовлення дослідної партії вискоефективних теплових мікротруб для систем охолодження мікроелектронної апаратури», шифр 3-8 № 92186/07-60-2000 від 25.04.2000р. за програмою НДР Міністерства промислової політики України в рамках Державної науково-технічної програми «Програма розвитку найбільш конкурентоспроможних напрямків мікроелектроніки в Україні» (№ ДР 0199U003336); «Теоретичне та експериментальне дослідження ефективних випаровувально-конденсаційних систем для установок по використанню поновлюваних і вторинних джерел енергії» (№ ДР 0100U002019); «Теоретичне обґрунтування та дослідження вискоефективних систем охолодження на основі мініатюрних теплових труб» (№ ДР 0103U000275); «Дослідження та створення мініатюрних теплопередаючих пристроїв на базі пульсуючих капілярних теплових труб» (№ ДР 0106U002445); «Розробка та дослідження перспективних мініатюрних енергозберігаючих пристроїв на основі випарно–конденсаційного циклу» (№ ДР 0109U000475); «Фізичні процеси теплообміну при мініатюризації випарно-конденсаційних систем термостабілізації» (№ ДР 0112U001656); «Процеси генерації пари новітніх теплоносіїв в замкнених мініатюрних випарно-конденсаційних системах

космічного призначення» (№ ДР 0115U000353) г/д № 2.038 «Розроблення та випробування ефективних систем охолодження на базі мініатюрних теплових труб»; г/д № 14/01 (2.044) «Розробка, виготовлення та дослідження теплотехнічних характеристик теплових труб з металоволокневою капілярною структурою».

**Мета і задачі дослідження.** Метою роботи є науково-технічне обґрунтування на підставі комплексних експериментальних досліджень процесів тепломасообміну при фазових перетвореннях в стислих умовах та пошук впливу визначальних факторів в замкнених малогабаритних випарно-конденсаційних системах на процес передачі теплоти і на цій основі розробити методики розрахунку мініатюрних систем охолодження.

Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити наступні задачі дослідження:

1) на підставі аналізу фізичної моделі пароутворення визначити сили, які розвиває міжфазна границя при виникненні окремої парової бульки як на поверхні малого розміру так і в замкненої випарно-конденсаційної системі;

2) отримати на основі експериментальних досліджень залежності на ґрунті яких можна будувати поверхні теплообміну з підвищеними теплопередавальними здібностями;

3) визначити межу за якої вплив геометричних розмірів перетину парового простору є сумірним з капілярними силами і суттєво зменшує інтенсивність тепловіддачі в зонах теплообміну при випарно-конденсаційному циклі;

4) з аналізу експериментальних досліджень встановити вплив теплофізичних властивостей теплоносіїв на критичні теплові навантаження в стислих умовах при зміні сил гравітації;

5) за результатами фізичного і аналітичного моделювання процесів тепло- і масообміну при фазових перетворюваннях в малогабаритних випарно-конденсаційних системах встановити закономірності основних характеристик передачі теплоти;

6) візуально визначити особливості процесу випарно-конденсаційного циклу в малогабаритних термосифонних системах при виносі частини теплоносія і виникнення пробки рідини в зоні конденсації з аналізом пульсацій температури в зонах теплообміну;

7) виявити закономірності процесів теплообміну при пароутворенні, а також характер зміни інтенсивності процесу в області бульбашкового кипіння;

8) отримати узагальнюючі залежності інтенсивності тепловіддачі в зонах теплообміну мініатюрних випарно-конденсаційних систем при впливі параметрів рідин і геометричних факторів;

9) на базі експериментальних досліджень розробити нові конструкції систем охолодження на основі випарно-конденсаційного циклу з підвищеними тепло передаючими характеристиками для наземного та космічного призначення.

**Об'єкт дослідження** – фізичні явища та процеси теплообміну в мініатюрних замкнених випарно-конденсаційних системах.

**Предмет дослідження** – вплив режимних і геометричних факторів на процеси кипіння і конденсації при мініатюризації випарно-конденсаційних систем в стислих умовах передачі теплоти.

**Методи дослідження** – теплофізичне моделювання, експериментальне дослідження і випробування з статистичною обробкою результатів експериментів.

#### **Наукова новизна отриманих результатів:**

- вперше рекомендовані концептуальні рішення використання дискретно-неізотермічних поверхонь з крапковим джерелом теплоти з метою підвищення максимальних теплових потоків при кипінні у великому об'ємі;

- вперше показані сили, які розвиває парова бульбашка при зростанні як у великому об'ємі, так і всередині металоволокневої капілярної структури, що створює умови для ймовірного руйнування елементів капілярної структури в теплових трубах;

- виявлений вплив діаметру парового простору у мініатюрних теплових трубах на перехід з ламінарного режиму течії пари в турбулентний, що зменшує теплопередавальні характеристики таких випарно-конденсаційних систем;

- дістала подальшого розвитку теорія теплообміну в випаровувально-конденсаційних системах щодо встановлення закономірностей процесів теплообміну при пароутворенні та конденсації в стислих умовах, характерних для роботи мініатюрних теплопередавальних пристроїв, таких як теплові труби, термосифони та пульсаційні теплові труби, що дозволило отримати узагальнені залежності для розрахунку робочих характеристик таких пристроїв;

- експериментально визначений вплив теплофізичних властивостей теплоносіїв і режимних параметрів на початок кипіння, максимальний тепловий потік і мінімальний термічний опір випарно-конденсаційних систем;

- вперше комплексно досліджено процеси тепло- і масообміну в малогабаритних випарно-конденсаційних системах, що пов'язані з фазовими переходами при кипінні і конденсації і отримані емпіричні залежності, які дозволяють розраховувати інтенсивність тепловіддачі в стислих умовах.

**Практичне значення отриманих результатів.** Результати даної дисертаційної роботи використані при розробці малогабаритних систем охолодження на основі мініатюрних приладів, які використовують випарно-конденсаційний цикл:

- 1) на підприємстві ПАТ НВП «Карат» (м. Львів) при виготовленні зразків нової колекторної системи охолодження з мініатюрними випарними каналами, заповненими водою, ацетоном, фреоном 113 та етанолом, які дозволяють відвести теплову потужність до 400Вт при температурі плати не вище 60<sup>0</sup>С;

- 2) на ПП «Науково-впроваджувальна фірма ТЕПЛОВІ ТЕХНОЛОГІЇ» (м. Київ) при розробки методики розрахунку радіаторів на базі пульсаційних теплових труб потужних комп'ютерних процесорів;



3) на ДНВП «Електронмаш» (м. Київ) при виготовленні дослідних зразків високоефективних теплових мікротруб для систем охолодження мікроелектронної апаратури.

**Особистий внесок здобувача.** Основні наукові положення та висновки, що складають суть дисертації сформульовані автором особисто. Автору також належать наступні концепції та ідеї: ідея і експериментальне підтвердження підвищення теплопередавальної здатності поверхонь з дискретними джерелами теплоти; концепція створення малогабаритних систем охолодження на базі мініатюрних теплових труб, мініатюрних термосифонів і пульсаційних теплових труб; метод заправки теплоносієм мініатюрних теплових труб шляхом пере конденсації; дослідження температурних пульсацій в мініатюрних двофазних термосифонах і отримання залежностей амплітуди і періоду пульсацій від густини теплового потоку; постановка задачі дослідження та отримання даних і емпіричних рівнянь інтенсивності тепловіддачі в зонах теплообміну випарно-конденсаційних систем з урахуванням визначальних факторів; ідея розробки системи охолодження на базі мініатюрних теплових труб для блока живлення космічного об'єкту по міжнародному проекту «MASCOT».

**Апробація результатів дисертації.** Основні результати дисертаційної роботи і її основні положення докладалися і обговорювалися на наступних конференціях: УІІ Всесоюзна конференція (Ленінград, 1985р.); ІІ-му Мінському міжнародному форумі (Мінськ, 1992р.); ІІІ-й Російській Національній конференції з теплообміну (Москва, 2002р.); ІІІ-й Міжнародній конференції “Прогресивна техніка і технологія – 2002”, (Севастополь 2002р.); 4<sup>th</sup> International Conference on inverse problems in engineering: theory and practice, (Rio de Janeiro, Brazil 2002); ІІІ-й Міжнародній конференції “Проблеми промислової теплотехніки”, (Київ 2003р.); Міжнародній конференції по проблемам атомної енергетики “Безопасность, эффективность, управление ресурсом АЭС” (Севастополь, 2002р.); 12<sup>th</sup> International Heat Pipe Conference, (Moscow-Kostroma-Moscow, 2002р.); ІІ-й

Міжнародній конференції по проблемам атомної енергетики “Надежность, безопасность, эффективность теплоэнергетического оборудования АЭС” (Севастополь, 2003р.); III-й Міжнародній конференції по проблемам атомної енергетики “Надежность и безопасность эксплуатации АЭС” (Севастополь, 2004р.); 55-th Int. Astronautical Cong., (Vancouver, Canada, 2004); IV-й Міжнародній конференції по проблемам атомної енергетики “Надежность, безопасность, ресурс АЭС” (Севастополь, 2005р.); V, VI, VII, VIII, IX, X, XI Міжнародних конференціях по проблемам атомної енергетики “Безопасность, эффективность, ресурс” (Севастополь, 2006, 2007, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013pp.); IV-й Російській Національній конференції з теплообміну (Москва, 2006р.); V, VI, VII-му Мінському міжнародному форумі по тепло- і масообміну (Мінськ, 2004, 2008, 2012pp.); II - XVI конференціях “Современные информационные и электронные технологии” (Одеса, 2001 – 2015pp.); 16th Int. Heat Pipe Conf., (Lyon, 2012); 45th International Conference on Environmental Systems ICES-2015-83 (Bellevue, Washington, 2015)

**Публікації.** Зміст дисертаційної роботи відображено у 70-ти наукових статтях, зокрема у 37, що входять до міжнародних науко метричних баз, 7 статей у виданнях іноземних держав, 6 патентів, 20 тез доповідей в збірниках матеріалів міжнародних конференцій.

**Структура та обсяг роботи.** Дисертаційна робота складається з вступу, шістьох розділів, висновків, списку використаних джерел (208 найменувань) та додатка. Дисертація викладена на 291 сторінках тексту, містить 207 рисунків і 9 таблиць. Загальний обсяг роботи – 319 сторінок тексту.

## РОЗДІЛ 1

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО ТЕПЛООБМІН ПРИ МІНІАТЮРИЗАЦІЇ  
ВИПАРНИХ СИСТЕМ ОХОЛОДЖЕННЯ

## 1.1 Проблеми охолодження мініатюрних напівпровідникових приладів

Одним із головних напрямків розвитку радіоелектроніки є мініатюризація і підвищення потужності, що виділяється напівпровідниковими приладами. Ціль мініатюризації – створення апаратури, що при мінімальних габаритах і масі забезпечувала б задані експлуатаційні характеристики. Одним із показників рівня мініатюризації є густина упакування. Вона характеризується відношенням числа елементів, що утримуються у вузлі, до об'єму, що вони займають [1]. Так при складанні вузлів із дискретних електро-радіоелементів густина упакування не перевищує 2 ел/см<sup>3</sup>. При використанні мікромодулей вона досягає 20 ел/см<sup>3</sup>. Поява інтегральних мікросхем дозволило одержати в тисячі раз велику щільність упакування, що перевищує 1000 ел/см<sup>3</sup>. Така насиченість елементів у мікросхемах призводить до збільшення питомих потужностей розсіювання. Особливо це виявляється в мікросхемах із підвищеним рівнем інтеграції, у яких кількість напівпровідникових елементів на кристалі перевищує 10<sup>6</sup> на кубічний сантиметр [2], і тенденція до збільшення постійно зростає.

Поряд з інтегральними мікросхемами створюються нові напівпровідникові прилади, що при малих геометричних розмірах виділяють значні потужності розсіювання. Питомі навантаження в цьому випадку можуть досягати значень, що перевищують гранично припустимі для таких устроїв. При цьому в напівпровідниковому приладі виникають локальні джерела тепла, що створюють неізотермічність у самій структурі кристала.

Найбільш схильні температурному впливу в даному випадку підлягають області р-п переходів, електричні параметри яких залежать від їхнього

температурного стану [2,3,4]. Так при підвищенні температури р-п переходу  $t_{p-n}$  на  $10^{\circ}\text{C}$ , зворотний струм колектора збільшується в два рази, що призводить до температурної нестабільності транзисторів. Коефіцієнт підсилення по струму і ємність переходу зі зростанням температури підвищується, у результаті чого створюються умови нестійкої роботи приладів. З підвищенням температури падає гранична частота посилення транзистора [5]. Це свідчить про те, наскільки важливо підтримувати стабільний температурний режим роботи кристалів елементів схем, вузлів і блоків радіоелектронної апаратури (РЕА). У зв'язку з цим необхідно вибрати таку систему охолодження, при якій температура приладу підтримувалася б у заданих межах. Проте вибір оптимальної системи охолодження залежить від того, які питомі теплові навантаження виділяються на кристалі приладу.

Існуючі методи відводу теплоти в основному пов'язані з розміщенням транзисторів або мікросхем на шинах-радіаторах, що відводять теплоту. Скидання теплоти з радіаторів надалі здійснюється або шляхом природної конвенції, або примусовою вентиляцією. Такий засіб охолодження можна здійснювати тільки для приладів, на яких питомі теплові навантаження не перевищують  $1000 \text{ Вт/м}^2$  [3].

Вишукування шляхів і методів відводу великих питомих теплових навантажень призвело до розвитку нового напрямку, пов'язаного з охолодженням радіоелектронної апаратури шляхом занурення її елементів у рідкі діелектрики [6]. У якості таких діелектриків застосовують фторорганічні рідини. Вони знайшли широке застосування в області охолодження радіотехнічних устроїв завдяки своїм позитивним якостям, до числа яких можна віднести те, що рідини не горючі, не вступають у взаємодію з металами й ізоляційними матеріалами, можуть працювати тривалий час, не змінюючи своїх теплофізичних властивостей, що краще, чим у трансформаторній олії, інших углеводневих з'єднань і кремнійорганічних рідин. Вони зберігають свої властивості навіть після багатократних електричних пробів [6].

Застосування таких рідин для охолодження корпусів напівпровідникових приладів дозволяє декілька знизити температуру р-п переходу кристалів [7]. Проте температура  $t_{p-n}$  основному залежить від термічного опору перехід-корпус  $R_{пк}$ , що для малогабаритних і безкорпусних транзисторів складають 15...200 град/Вт [8]. Тому навіть створюючи на корпусі приладу ідеальні умови для термостабілізації, не завжди вдасться домогтися його надійної роботи. Якщо ж помістити в рідкий діелектрик самий кристал напівпровідникового приладу, а не його корпус, то це дозволяє істотно знизити термічний опір  $R_{пк}$ , а отже і температуру кристала.

Проте, при зануренні кристала в рідкий діелектрик виникають декілька технологічних труднощів, таких як герметизація корпусу з теплоносієм, забезпечення відводу парової фази і створення умов для її конденсації. Одним із шляхів запобігання цього може служити пристрій – теплова труба, у якому забезпечується замкнутий цикл випару і конденсації. А розміщення кристала на корпусі теплової труби дозволить істотно знизити температуру р-п переходу. Оскільки сучасні мікросхеми мають високу густину розміщення кристалів на своїй поверхні, то теплові труби повинні мати розміри, як мінімум, сумірні з геометричними характеристиками кристалів, щоб забезпечити локальний відвід теплоти від найбільш навантажених елементів мікросхеми. Теплові труби таких розмірів ставляться до класу мініатюрних теплових труб. Також в якості тепловідводів можна застосовувати такі випарно-конденсаційні системи, як пульсаційні теплові труби і мініатюрні термосифони.

## 1.2 Особливості процесів пароутворення при кипінні на поверхнях малого розміру

Під терміном поверхня малого розміру уявляється така поверхня теплообміну, яка має розміри, сумірні з визначальними лінійними характеристиками локальних фізичних явищ, що визначають інтенсивність

процесів тепло – і масопереносу в даних умовах [8]. При конвекційному теплообміні такою локальною характеристикою може бути діаметр окремої перегрітої струмені рідини, яка виникає над поверхнею теплообміну. При кипінні це можуть бути відривні діаметри парових бульбашок, як найбільш характерні представники цього виду теплообміну.

Одним з найбільш ефективних критеріїв оцінки поверхонь теплообміну належних до поверхонь малого розміру може служити число Бонда  $Bo$ , яке є мірою відношення сили тяжіння до сили поверхневого натягу [9]. В даному випадку для поверхонь малого розміру прийнято число  $Bo$  представляти як відношення еквівалентного радіуса поверхні  $R$  до капілярної сталої  $l_k$ .

$$Bo = R / \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} \quad (1.1)$$

Умови формування теплової обстановки в районі локальної ділянки тепловиділення суттєво відрізняються від пароутворення на великих ізотермічних поверхнях теплообміну, що необхідно враховувати при створенні мініатюрних систем охолодження. Це проявляється, насамперед, в тому, що:

- тепловий пограничний шар формується тільки на околиці локального тепловиділення і має значно меншу товщину, яка залежить від лінійних розмірів поверхні нагріву;
- бульбашкове кипіння в цьому випадку виникає при більш високих температурних напорах;
- низька інерційність таких поверхонь теплообміну дозволяє скоротити час виходу на стаціонарний режим;
- при кипінні поверхня малого розміру піддається періодичним температурним збуренням, які зв'язані з дією на неї центрів пароутворення.

Все це призводить до того, що режим бульбашкового кипіння заходить в область теплових потоків, які можуть значно перевищувати критичні теплові потоки для великих ізотермічних поверхонь [8, 10, 11].

Згідно гідродинамічної теорії кризи теплообміну при кипінні в великому об'ємі [12, 13, 14, 15], критична густина теплового потоку  $q_{кр}$  на будь-якому нагрівачі кінцевих розмірів буде визначатися конфігурацією струменів, які піднімаються від поверхні. Геометрія, переріз і кількість струменів залежать від форми і розмірів нагрівача. Криза кипіння здійснюється у ту міть, коли порушується стійкість парових струменів. В цьому разі гранична швидкість пароутворення буде дорівнювати [12, 13, 14, 15]:

$$\frac{q_{кр}}{r\rho''} = W_{кр} \frac{S}{F_n}, \quad (1.2)$$

де  $S$  – площа поперечного перерізу парових струменів над поверхнею нагрівача, площею  $F_n$ .

Критична швидкість пари в струмені  $W_{кр}$  дорівнює:

$$W_{кр} = \sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\rho''l_{н.кр}}}, \quad (1.3)$$

де  $l_{н.кр.}$  – найбільш чутлива довжина хвилі нестійкості по Тейлору [13,14].

$$l_{н.кр.} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}. \quad (1.4)$$

На горизонтальних нагрівачах довжина між струменями, які спливають від поверхні дорівнює  $l_{н.кр}$  (рис.1.1).

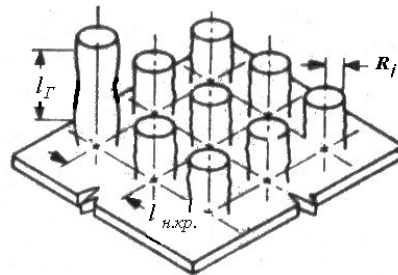


Рис.1.1. Конфігурація струменів, які спливають від поверхні на безкінечної пласкої пластині (модель Зубера – Трибуса) [13,14].

Довжина хвилі нестійкості по Гельмгольцу для вертикальних струменів  $l_\Gamma$  визначається як:

$$l_\Gamma = 2\pi R_j, \quad (1.5)$$

де  $R_j$  – радіус струменя, що спливає.

Для горизонтальних циліндрів і сфер картина спливання струменів пари ідентична показаному на рис.1.1, однак з деякими відмінностями (рис.1.2, 1.3).

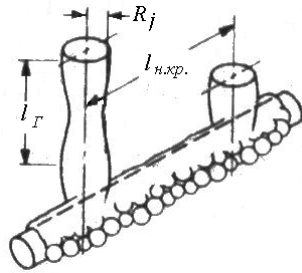


Рис.1.2. Конфігурація струменів пари над горизонтальним циліндром [13].

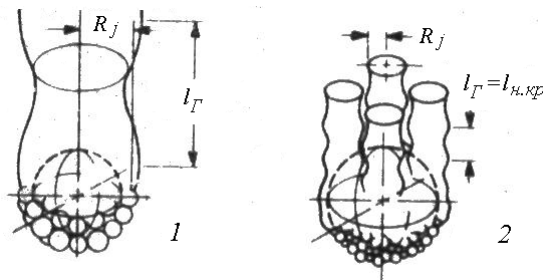


Рис.1.3. Конфігурація струменів пари над сферою [13]:

1- сфера малих розмірів; 2 – сфера великого розміру.

Якщо в рівняння (1.2) підставити критичну швидкість пари в струмені  $W_{кр}$  (1.3) з урахуванням (1.4), то отримаємо залежність для розрахунку критичної густини теплового потоку, яка відображає процеси, що відбуваються на поверхнях малого розміру при переході з бульбашкового кипіння в плівковий.

$$q_{кр.плмр} = 0,77r\sqrt{\rho''}\sqrt[4]{\sigma g(\rho' - \rho'')} \frac{S}{F_n}. \quad (1.6)$$

В [10,13] було показано, що переріз парових струменів пропорційний капілярної сталої  $l_\kappa$ . Площа поверхні нагріву  $F_n$ , розміри якої сумірні з



капілярною сталою, пропорційна її радіусу  $R$ . На основі таких міркувань отримано залежності для розрахунку критичної густини теплового потоку:

- для малих горизонтальних циліндрів [13]

$$\frac{q_{кр.г.ц.}}{q_{кр.∞}} = \frac{0,94}{\sqrt[4]{R \sqrt{\frac{g(\rho' - \rho'')}{\sigma}}}}, \quad (1.7)$$

- для малих сфер [13]

$$\frac{q_{кр.сф.}}{q_{кр.∞}} = \frac{1,734}{\sqrt{R \sqrt{\frac{g(\rho' - \rho'')}{\sigma}}}}, \quad (1.8)$$

- для круглих пласких поверхонь малого розміру [10]

$$\frac{q_{кр.плр.}}{q_{кр.∞}} = \frac{3,0}{\left( R \sqrt{\frac{g(\rho' - \rho'')}{\sigma}} \right)^{0,65}}. \quad (1.9)$$

В залежностях (1.6)...(1.8) критична густина теплового потоку для безкінечної поверхні  $q_{кр.∞}$  визначалася по рівнянню Кутателадзе [15]:

$$q_{кр.∞} = 0,13r\sqrt{\rho''^4 g \sigma (\rho' - \rho'')} \quad (1.10)$$

Оскільки параметр  $Bo = R\sqrt{g(\rho' - \rho'')/\sigma}$  характеризує відношення підйомних і капілярних сил в системі, то коли ці сили сумірні можна визначити перехід від великих поверхонь до малих. При збільшенні  $Bo$  капілярні сили не є визначальними і цей параметр не впливає на значення  $q_{кр.}$ . Тому, після деякого значення  $Bo$ , критична густина теплового потоку  $q_{кр.}$  змінюється і не залежить від розмірів нагрівача. На рис. 1.4 наведено вплив форми і розмірів нагрівачів на  $q_{кр.}$  в діапазоні переважної дії капілярних сил.

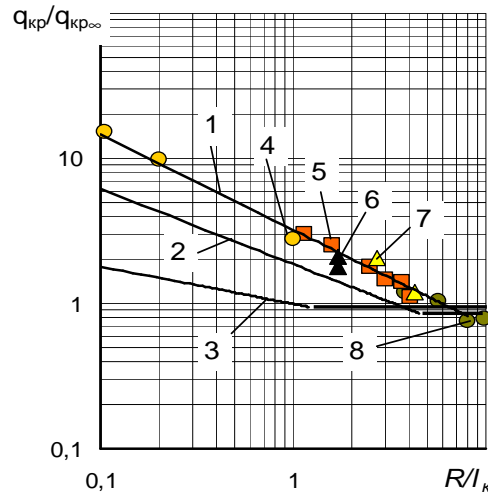


Рис. 1.4. Кореляційні криві для трьох конфігурацій нагрівачів:

1 - круглі плоскі поверхні малого розміру [10], рівняння (1.8); 2 - малі сфери [13], рівняння (1.7); 3 - малі горизонтальні циліндри [13], рівняння (1.6); 4 - вода [10]; 5 - вода [16]; 6 - етанол [10]; 7 - етанол [17]; 8 - азот [18].

Відмінні умови формування струменів на нагрівачах різної форми призводять до зміни переходу від великих поверхонь до малих. Так граничні значення  $R/l_k$  для горизонтальних циліндрів лежать на рівні 1,2...1,3, для сфер – 4,5...5,0, а для плоских горизонтальних поверхонь на рівні 8,0.

В залежності від виду рідини конкретні розміри поверхонь нагріву при переході від великих поверхонь до малих будуть різними.

Таким чином, при кипіння води у великому об'ємі і атмосферному тиску граничні радіуси горизонтальних циліндрів становлять приблизно  $3,2 \cdot 10^{-3}$  м, для сфер  $\approx 12,5 \cdot 10^{-3}$  м, а для плоских горизонтальних поверхонь  $\approx 20,0 \cdot 10^{-3}$  м. При кипінні етанолу ці показники змінюються, і для горизонтальних циліндрів  $R \approx 3,0 \cdot 10^{-3}$  м, для сфер  $R \approx 11,0 \cdot 10^{-3}$  м, а для плоских горизонтальних поверхонь  $R \approx 18,0 \cdot 10^{-3}$  м.

Однією з характерних особливостей кипіння на поверхнях малого розміру є те, що її геометричні характеристики мають сумірні значення з виникаючими паровими бульбашками. Тому на такої поверхні кількість центрів пароутворення буде мінімальною. При невеликих теплових потоках

можна очікувати виникнення тільки однієї парової бульбашки [14,18,19]. Процес виникнення, зростання і відриву парової бульбашки від поверхні нагріву, а також її форма і розміри залежать від великого числа визначальних факторів. Насамперед від матеріалу і розмірів поверхонь нагріву, від теплофізичних властивостей рідин, а також від інших факторів, таких як густина теплового потоку і тиск. При кипінні рідин в різних умовах спостерігаються сферичні, напівсферичні і сплюснуті парові бульбашки [20,21]. Напівсферичні і сплюснуті парові бульбашки виникають звичайно при низьких тисках і великих теплових навантаженнях [21,22] (числа Якоба  $Ja > 30$ ). Сферичні бульбашки спостерігаються в умовах великих тисків (числа Якоба  $Ja < 10$ ). Форма парової бульбашки в процесі її виникнення і зростання постійно змінюється [8,22]. Причому в момент виникнення її форма по результатам швидкісної кіно- і відео зйомки близька до сферичної. В подальшому, в залежності від режимних факторів, форма бульбашки змінюється від напівсферичної до знов сферичної при її відриві від поверхні нагріву. На рис.1.5. наведена схема напівсферичної парової бульбашки в період її зростання.

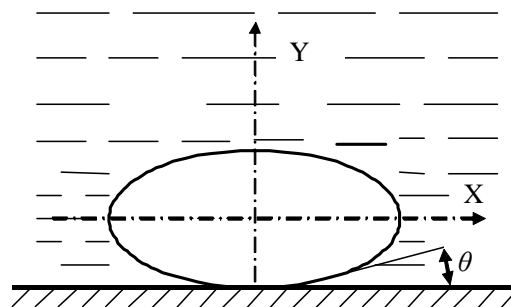


Рис. 1.5. Схема конфігурації парової бульбашки на поверхні нагріву

В процесі виникнення, зростання і відриву парової бульбашки від поверхні нагріву, остання зазнає швидкі зміни температури у часі. Причому в початковий період часу температура поверхні під паровою бульбашкою різко падає. Це падіння зв'язують з інтенсивним випаровуванням мікрошару рідини під центром пароутворення. Вперше це було показано в роботі [23]. В подальшому це було підтверджено іншими дослідниками [24...27].

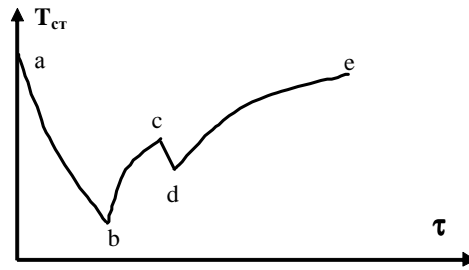


Рис.1.6. Зміна температури поверхні нагріву під паровою бульбашкою, що зростає в часі [25,27].

Падіння температури в первісний момент зростання парової бульбашки (лінія  $ab$  на рис. 1.6) зв'язано з інтенсивним відводом теплоти від теплообмінної поверхні [8,23,26,27,28]. В точці  $b$  мікрошар повністю або частково випарився і підвищення температури (лінія  $bc$ ) здійснюється в результаті контакту поверхні теплообміну з паром. При частковому випаровуванні мікрошару зростання температури поверхні можна пояснити підвищенням його термічного опору. В цьому випадку зростання температури поверхні буде більш плавним в порівнянні з тим, коли поверхня вкрита паром. В точці  $c$  сформована парова бульбашка відривається від поверхні і к центру пароутворення підтікає більш холодна рідина з об'єму, що призводить до малого падіння температури (лінія  $cd$ ). Ділянка  $de$  характеризує період вичікування, коли відбувається відновлювання температури поверхні в зоні центра пароутворення і формування пристінного перегрітого шару рідини. Повне випаровування мікрошару відбувається лише в випадку кипіння на нагрівачах з малою акумулюючою здатністю [29]. На нагрівачах з високою акумулюючою здатністю мікрошар не може повністю випаруватися, і підвищення температури відбувається за рахунок його потовщення. При цьому після відриву парової бульбашки ділянка падіння температури  $cd$  відсутня, оскільки рідина, що підтікає до центра пароутворення не контактує з поверхнею [8,27,29].

На рис.1.7. наведені дані пульсацій температури поверхні під центром пароутворення при різних густинах теплового потоку [27].

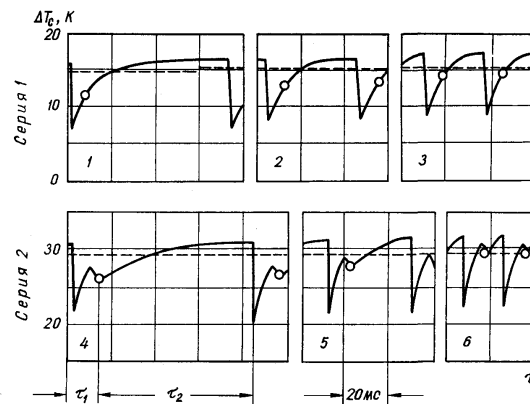
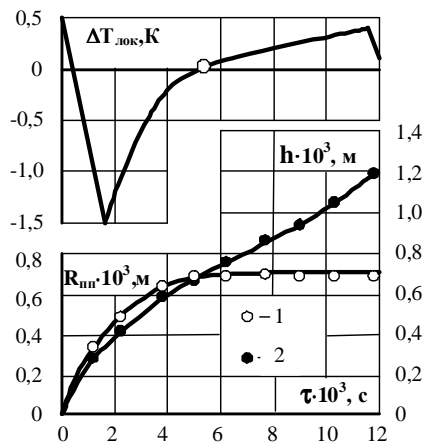


Рис.1.7. Пульсації температури поверхні при кипінні води на одному центрі пароутворення: густина теплового потоку  $q$ : 1 -  $q = 25 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ ; 2 -  $q = 30 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ ; 3 -  $q = 43 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ ; 4 -  $q = 46 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ ; 5 -  $q = 55 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ ; 6 -  $q = 88 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ .

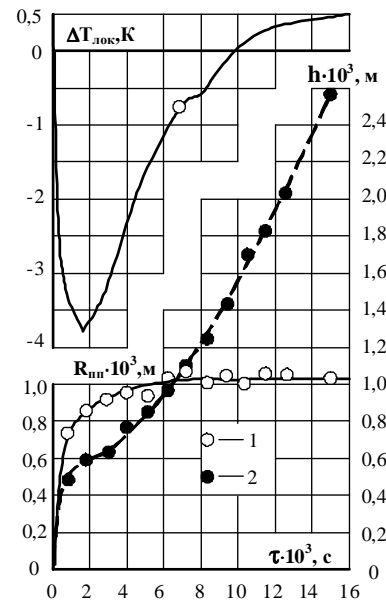
Точками показано момент відриву парової бульбашки від поверхні нагріву. В [27] зміну характеру пульсацій від серії 1 до серії 2 пояснюють підвищенням густини теплового потоку на поверхні малого розміру. Однак не указано які були форма і розмір парових бульбашок на одиничному центрі пароутворення в двох серіях експериментів. Можливо це були дані для двох різних центрів пароутворення на поверхні, які виникали в залежності від впливу режимних факторів. В [8] було показано, що існує залежність амплітуди пульсацій температури поверхні від розмірів відривного діаметра парової бульбашки. На рис.1.8 показано суміщенні картини зростання у часі двох різних парових бульбашок і амплітуди пульсацій температури поверхні під ними. В процесі свого зростання парова бульбашка своєї міжфазною поверхнею відтісняє частину перегрітого граничного шару від нагрівача. Перегріта рідина в граничному шарі знаходиться в метастабільному стані і тому постійно випаровується в парову бульбашку [30,31].

Цей процес призводить до збільшення розмірів парової бульбашки. Одночасно міжфазна поверхня розвиває деяку силу, яка діє як на рідину, так і на поверхню нагріву.



а)

$q = 0,41 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$ ;  
 $\alpha = 28 \cdot 10^3 \text{ Вт/(м}^2 \text{ К)}$ ;  $\Delta T = 14,7 \text{ К}$ .  
 Сферична парова бульбашка.



б)

$q = 0,34 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$ ;  $\alpha = 25 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}$ ;  
 $\Delta T = 13,6 \text{ К}$ . Напівсферична парова  
 бульбашка.

Рис.1.8. Суміщення геометричних характеристик парової бульбашки, що зростає і температури поверхні під ним при кипінні води на поверхні малого розміру  $d_{\text{нмр}} = 0,87 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  [8]: залежності 1 –  $R_{\text{нн}} = f(\tau)$ ; 2 –  $h = f(\tau)$ .

Таким чином, зменшення масогабаритних характеристик поверхонь нагріву накладає свої особливості на процес пароутворення, які в більшості своїй не можуть бути однозначно визначені, тому що в цьому випадку одночасно діють багато факторів. Це призводить до великого розкиду експериментальних даних як в окремому дослідженні так і в даних інших авторів.

### 1.3 Теплопередавальні характеристики мініатюрних двофазних термосифонів

Принцип передачі теплоти в мініатюрних термосифонах не відрізняється від всіх інших. Відмінності існують тільки в тому, що випаровувально-конденсаційний цикл відбувається при переважному впливі капілярних сил. Процес теплопередачі як в мініатюрних так і в звичайних термосифонах є складним і істотно залежить від багатьох чинників. До числа таких

відносяться: тип робочої рідини, кількість рідини, геометричних характеристик термосифона, відношення довжини нагрівача до довжини конденсатора, тепловий потік та робочий тиск (або відповідна температура насичення). В основному границі теплопередачі відбуваються в результаті режимів кипіння і виникнення плівки пари в випарнику. Теплопередавальні характеристики двофазного термосифону визначаються внутрішніми процесами: кипіння (випаровування) теплоносія, рух пари в зону конденсації, конденсація пари теплоносія, повернення конденсату в зону випаровування, а також процес взаємодії зустрічних потоків пари і рідини [32...34].

Однією з важливих характеристик двофазної течії є його структура. На сьогоднішній день відомо достатньо велика кількість методів визначення режимів двофазної течії. До їх числа можна віднести: візуальні спостереження, швидкісну кінозйомку, визначення режиму руху по зміні величини градієнта тиску, визначення виду режиму течії по пульсаціях тиску на стінці або вимірюванням електричного опору середовища та інш.

У традиційних конструкціях термосифонів двофазна структура проміжного теплоносія має дві основні області: область нероздільної течії з дискретною паровою фазою і нестабільною поверхнею розділу, так звана область динамічного двофазного шару, і область роздільного перебігу фаз із стабільною поверхнею розділу.

У різних публікаціях указується на існування різних режимів перебігу двофазного середовища: бульбашкового, пробкового, снарядного, стрижньового, емульсійний, кільцевого, дисперсно-кільцевого та інш. [32...41]. Проте в більшості робіт авторами виділяється певне число основних режимів, а останні розглядаються як перехідні між ними. Слід додати, що всередині кожного виду режиму течії можливі ділення на ламінарні і турбулентні режими течії кожній з фаз.

На підставі [33] можна вважати, що залежно від внутрішнього діаметру термосифона в двофазному динамічному шарі існує два основні режими

перебігу парової фази - снарядний і емульсійний. Межа між цими режимами визначається залежністю для граничних чисел Бонда  $Bo$  [33]:

$$Bo = C \cdot K_p^n, \quad (1.11)$$

де: при  $K_p \leq 4 \cdot 10^4$ ;  $C = 5,65 \cdot 10^2$ ,  $n = -0,33$ ; при  $K_p \geq 4 \cdot 10^4$ ;  $C = 18,4$ ,  $n = 0$ .

Для області роздільного перебігу фаз можливо існування трьох різних режимів руху пари і рідини:

1) режим течії, в якій відсутня активна взаємодія зустрічних потоків пари і рідини;

2) перша стадія так званого режиму захлинання, для якої характерна втрата стійкості хвильового перебігу рідини, зриває частину конденсату з подальшим віднесенням її по ходу руху пари;

3) друга стадія режиму захлинання, при такому режимі відбувається висхідний рух рідини поблизу поверхні розділу фаз і низхідний рух глибинних шарів рідини.

Явище захлинання часто супроводжується затопленням поверхні конденсації термосифона, що при різкій зміні гідродинамічних характеристик двофазного потоку сприяє настанню кризи теплопереносу.

Закономірності теплообміну у випарній частині термосифона залежать від ступеня її заповнення. Зазвичай виділяють два основні механізми паротворення: режим двофазної суміші або барботажу, і випаровування гравітаційної плівки.

Режим стікаючої плівки, тобто у випарнику термосифона відбувається кипіння стікаючої плівки, характерний для деяких ступенів заправки термосифону (менше 5% від об'єму зони нагрівача) і по роботах характеризується найбільшою інтенсивністю тепловіддачі. Режим барботажу характерний для великих ступенів заправки термосифону (50 - 100 % від об'єму випарника) [34]. При такому режимі роботи термосифона кипіння відбувається в стовпі рідини, а коефіцієнти тепловіддачі декілька нижче, ніж в першому випадку. Режим стікаючої плівки не характерний для роботи



термосифону в реальних умовах. Даний режим вимагає точного дозування теплоносія і строгої підтримки на необхідному рівні теплового потоку, що підводиться, зміна якого приведе до кризовій ситуації у випарнику.

Необхідно відзначити, що дані по інтенсивності теплообміну при розвиненому бульбашковому кипінні в умовах двофазного термосифону в зоні випаровування, представлені у ряді робіт, достатньо суперечливі. У деяких з них не наголошується суттєвих відмінностей по інтенсивності теплообміну у випарній зоні термосифона і при кипінні у великому об'ємі, особливо при торцевому підводі теплоти [35]. В той же час, автори робіт [33,36,37] прийшли до іншого висновку, за їх даними спостерігається відмінність від процесу кипіння у великому об'ємі. В області розвиненого кипіння парові бульбашки виникають безпосередньо в перегрітому пристінному шарі рідини поверхні нагріву. Основний вплив на інтенсивність теплообміну надає турбулізація рідини паровими бульбашками. Внаслідок цього абсолютні значення коефіцієнтів тепловіддачі вищі, ніж у великому об'ємі. У роботах [33,34] так само указується на збільшення коефіцієнтів тепловіддачі в порівнянні з кипінням у великому об'ємі.

Зменшення внутрішнього діаметру випарника термосифона призводить до утруднення виходу парової фази із зони тепlopідводу, що призводить до зниження інтенсивності теплообміну. З іншого боку, найбільш перспективний шлях підвищення інтенсивності теплообміну при кипінні пов'язаний з організацією цього процесу в каналах з малим характерним розміром поперечного перетину, наприклад у вузьких щілих каналах [38, 137]. При зменшенні характерного розміру щілини до розмірів, рівних відривному діаметру бульбашки (для води  $\approx 3 \cdot 10^{-3}$  м), процес кипіння протікає інтенсивніше, при цьому не спостерігався істотний викид рідини в зону конденсації. В той же час, за даними [38] кипіння в капілярних каналах діаметром до  $5 \cdot 10^{-3}$  м носило характер пульсації. Парова бульбашка, що утворилася на поверхні випаровування, росте в об'ємі і, приймаючи розмір поперечного перетину каналу, виштовхує рідинну пробку. На підставі цього

можна вважати, що робота капілярного термосифона супроводжується снарядним режимом перебігу двофазного середовища.

Таким чином, дані про вплив внутрішнього діаметру термосифона на інтенсивність теплообміну, особливо при малих розмірах поперечного перетину, суперечливі. Слід також припустити, що із збільшенням внутрішнього діаметру термосифона процес кипіння стає близьким до процесу кипіння у великому об'ємі.

Дані по кипінню у великому об'ємі свідчать, що із зростанням тиску інтенсивність теплообміну в області розвинутого бульбашкового кипіння постійно збільшується [18,19]. У термосифонах збільшення тиску також приводить до зростання інтенсивності теплообміну. Так збільшення тиску при розвинутому бульбашковому кипінні в 1,5 рази приводить до інтенсифікації теплообміну на 20-25% [34]. При кипінні теплоносія в термосифоні, вплив тиску на коефіцієнт тепловіддачі апроксимується залежністю  $\alpha \sim P^{0,22}$ .

В табл.. 1.1 наведені деякі залежності для розрахунку інтенсивності тепловіддачі в зоні випаровування двофазних термосифонах.

Таблиця 1.1.

№ п/п	Джерело	Формула	Діапазон застосування, рідина
(1.12)	[119]	$\alpha_{zn} = 0.32 \frac{\rho'^{0.65} \lambda^{0.3} C_p^{0.7} g^{0.2} q^{0.4}}{\rho''^{0.25} r^{0.4} \mu'^{0.1}} \left( \frac{P_s}{P_{атм}} \right)^{0.3}$	Кз=(10-100)%; Вода, метанол, Фреон Ф-113.
(1.13)	[120]	$\alpha_{zn} = 0.32 \frac{\rho'^{0.65} \lambda^{0.3} C_p^{0.7} g^{0.2}}{\rho''^{0.25} r^{0.4} \mu'^{0.1}} \left( \frac{P_s}{P_{атм}} \right)^{0.23} \left( \frac{q}{\pi d_{nn} l_{zn}} \right)^{0.4}$	Кз=(50-100)%; Вода, етанол, Фреон Ф-113.
(1.14)	[121]	$Nu = 0.0123 Re^{0.5} Pr^{0.35} Kp^{0.54} \left( \frac{d_{nn}}{l_k} \right)^{0.17}$ Визначальний розмір – $l_k$	Кз=(20-50)%; Вода, етанол, ацетон, Фреон Ф-11, Ф-113, Ф-142
(1.15)	[122]	$Nu = 3050 Re^{-0.33} Pr^{-0.9} \left( \frac{l_{zn}}{d_{nn}} \right)^{0.75}$ Режим випаровування плівки. Визначальний розмір - $l_{zn}$	Кз=(5-27)%; Вода, етанол, ацетон, Фреон Ф-11, Ф-113, Ф-142
(1.16)	[122]	$Nu = 0.096 Pe^{0.7} Pr^{-1} Kp^{0.6}$ Режим кипіння плівки. Визначальний розмір – $l_k$	Кз=(5-27)%; Вода, етанол, ацетон, Фреон Ф-11, Ф-113, Ф-142

Як показано в [34] розрахунок по залежностям, наведеним в табл.1.1, для води може досягати розбіжностей до 40%. Це зв'язано як з особливостями режимів теплообміну, так і з геометричними характеристиками термосифонів.

Для порівняння залежностей, наведених в табл.1.1, на рис.1.9 показано криві інтенсивності тепловіддачі від густини теплового потоку при кипінні теплоносія (води) в зоні нагріву термосифонів. Там також наведені дані [124] для термосифону з внутрішнім діаметром  $32 \cdot 10^{-3}$  м і довжиною зони нагріву 0,405 м. Коефіцієнт заповнення був 0,25. Для співставлення з інтенсивністю теплообміну у великому об'ємі наведена крива, яка розрахована по залежності Лабунцова [94,125]. Як видно з рис.1.9, коефіцієнти тепловіддачі в зоні нагріву термосифона розташовуються між кривими для великого об'єму і формулами, наведеними у [119,120,121]. Причому у [124] наголошується, що ці дані є максимальними при такому коефіцієнті заповнення. При більших коефіцієнтах заповнення інтенсивність тепловіддачі зменшується приблизно в 1,5 рази.

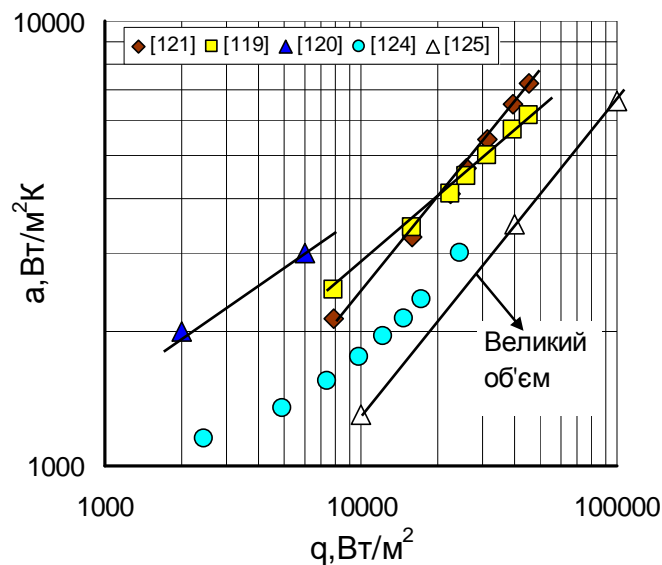


Рис. 1.9. Залежність коефіцієнта тепловіддачі від густини теплового потоку (розрахунок по залежностям, наведеним в табл.1.1 і дані [124] для термосифону з внутрішнім діаметром  $32 \cdot 10^{-3}$  м для води)

Залежно від режиму роботи термосифона і конструктивних особливостей конденсатора процес конденсації пари може відбуватися як на поверхні конденсації, так і в об'ємі рідини. Процес конденсації в об'ємі рідини має місце при затопленні конденсатора рідиною, викинутою з випарника, що є характерним для великих ступенів заправок термосифона (100% зон кипіння і більш) [39]. При конденсації пари безпосередньо на внутрішній поверхні конденсатора можлива плівкова або краплинна конденсація. Термічний опір плівки конденсату залежить від її режиму руху і товщини. Збільшення швидкості пару, при збільшенні інтенсивності тепловідводу, приводить до збільшення товщини плівки. Разом з тим, дані дослідників свідчать про те, що, як правило, тепловіддача в зоні конденсації не є істотним обмеженням працездатності термосифона. Значною мірою це пов'язано тільки з граничними тепловими потоками в зоні випаровування.

У роботах [40,41] наголошується, що кут нахилу термосифону в інтервалі  $5-90^\circ$  не впливає на інтенсивність процесів кипіння у випарнику. Однак це твердження було на базі випробувань термосифонів з внутрішнім діаметром більше  $15 \cdot 10^{-3}$  м. В той же час кут нахилу суттєво впливає на максимальні теплові потоки. Причому максимум спостерігається при кутах нахилу від  $40^\circ$  до  $60^\circ$  [34,197,198].

Ще однією особливістю роботи термосифонів є періодичні пульсації температури при початку їх функціонування [39,42,43]. Причому найбільші пульсації температури спостерігаються в зоні випаровування – до і більше  $10^\circ\text{C}$ . Ці дані також були отримані на термосифонах великих розмірів. Прогнозувати, які будуть амплітуди пульсацій температури при кипінні в зоні нагріву мініатюрних термосифонів, дуже важко.

Таким чином, дані про вплив внутрішнього діаметру термосифона на інтенсивність теплообміну, особливо при малих розмірах поперечного перетину, суперечливі. Не зовсім зрозуміло, який вплив має зменшення габаритів термосифона на їх теплопередавальні характеристики і на процеси випаровування і конденсації.

#### 1.4 Мініатюрні теплові труби: особливості передачі теплової енергії

У загальному випадку до мініатюрних теплових труб (МТТ) відносяться теплові труби, внутрішній перетин котрих порівняний з локальними геометричними характеристиками фізичних процесів, що протікають у них при передачі теплової енергії з зони випару в зону конденсації. Оскільки в зоні випару відбувається процес кипіння, то такою локальною геометричною характеристикою цього процесу може бути капілярна стала  $l_k$ .

Як і в випадку з теплообміном на поверхні малого розміру для МТТ область геометричних розмірів парового простору ( $d_{nn}$ ), яка співпадає з капілярною сталою ( $l_k$ ) може характеризуватися числом Бонда  $Bo$ , яке визначає співвідношення між силами гравітації і силами поверхневого натягу. В якості характерного розміру в  $Bo$  для МТТ треба брати діаметр парового простору  $d_{nn}$ .

Границя розділу між тепловими трубами великого розміру і мініатюрними визначається числом  $Bo=1$  [53,115], у [48] пропонують  $Bo=2$ . При  $Bo < 1$ , або при  $Bo < 2$  теплові труби можна віднести до мініатюрних. Окрім того, при застосуванні МТТ в мініатюрні системи охолодження, зовнішній діаметр також грає важливу роль. Тому намагаються виготовити МТТ з трубок малого діаметру, які мають незначну товщину стінки і тонкий шар капілярної структури. В результаті цього внутрішній діаметр парового простору зменшується до розмірів, при яких вплив капілярних сил і сил поверхневого натягу на теплопередаючі здібності МТТ мають суттєве значення. На рис.1.10 показано вплив діаметру парового простору в МТТ на число  $Bo$  при зміні внутрішнього тиску при використанні в якості теплоносія води.

Як видно, вплив стислих умов для теплоносія води починає діяти при  $d_{nn} \leq 3 \cdot 10^{-3}$  м, причому у всьому діапазоні розглянутих нами тисків. При використанні інших теплоносіїв ця картина буде змінюватися в залежності від їх теплофізичних властивостей.

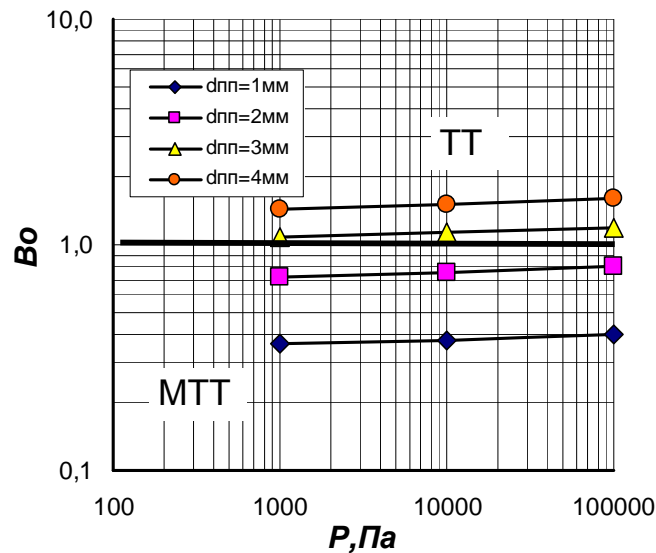


Рис.1.10. Залежність числа  $Bo$  від тиску в теплових трубах при різних діаметрах парового простору (теплоносій - вода).

В [38,53] в якості критерію, якій характеризує розрідженість газового потоку, пропонують застосовувати число Кнудсена  $Kn = l_n / d_{nn}$ . В даному випадку воно визначає співвідношення між середньою довжиною вільного пробігу молекул  $l_n$  і розмірами парового простору  $d_{nn}$ . Середня довжина вільного пробігу молекул визначається по залежності [114]:

$$l_n = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d_{ef.m}^2 n_0}, \quad (1.17)$$

де  $d_{ef.m}$  – ефективний діаметр молекули;  $n_0$  – кількість молекул в одиниці об'єму.

Ефективний діаметр молекули можна визначити за рівнянням:

$$d_{ef.m} = \sqrt[3]{\frac{N_A}{M}}, \quad (1.18)$$

де  $N_A$  – стала Авогадро ( $6,022 \cdot 10^{23}$ , 1/моль);  $M$  – молярна маса газу в одиниці об'єму.

Кількість молекул газу в одиниці об'єму дорівнює:

$$n_0 = \frac{p}{k_B T}, \quad (1.19)$$

де  $p$  – тиск;  $k_B$  – стала Больцмана ( $1.38 \cdot 10^{-23}$ , Дж/К);  $T$  – температура.

При числах  $Kn > 10^{-3}$  [38,53] розміри парового простору вже є визначальними у процесах, що проходять в теплових трубах і такі труби можна віднести до МТТ.

Розрахунок числа Кнудсена  $Kn$  з урахуванням залежностей (1.17) – (1.19) для води (рис.1.11) показав іншу картину в порівнянні з рис.1.10.

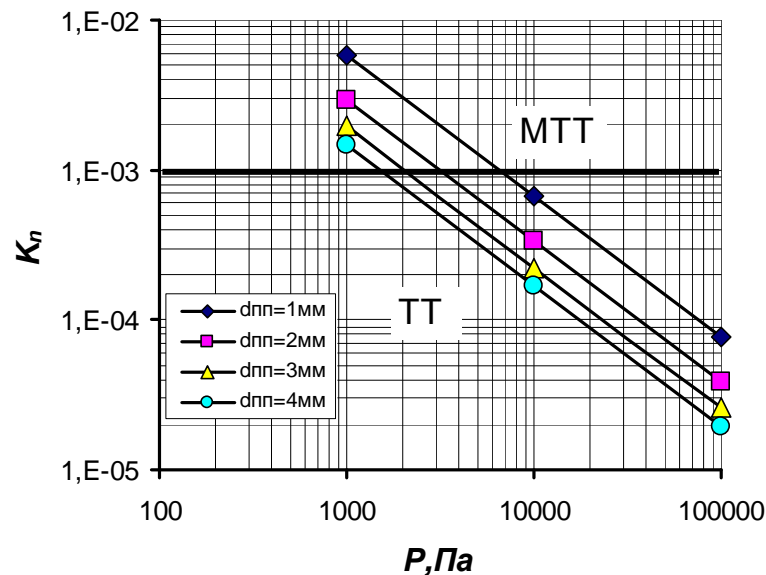


Рис.1.11. Залежність числа Кнудсена  $Kn$  від тиску в теплових трубах при різних діаметрах парового простору (теплоносій - вода)

Виходячи з рис.1.11 до мініатюрних можна віднести теплові труби з діаметром парового простору від  $1 \cdot 10^{-3}$  м до  $4 \cdot 10^{-3}$  м, але при малих тисках, коли число  $Kn \geq 1 \cdot 10^{-3}$ . В той же час, якщо орієнтуватися на число  $Bo$ , то теплові труби з діаметром парового простору більше  $3 \cdot 10^{-3}$  м уже не можна вважати належними до МТТ. Автори [44, 117] класифікують область мініатюрних теплових труб симплексом (1.20), яке характеризує відношення радіусу кривизни границі розділу фаз «рідина-пара»  $r_{kan}$  і гідравлічного радіусу парового простору  $r_{гидр}$

$$\frac{r_{\text{кап}}}{r_{\text{гiдр}}} \geq 1. \quad (1.20)$$

Якщо в теплових трубах в якості транспорту теплоносія з зони конденсації в зону нагріву використовують капілярно-пористу структуру, то радіус кривизни розділу фаз буде залежить від діаметру пор і умов змочування. При ідеальному змочуванні, радіус кривизни розділу фаз буде сумірним з радіусом пор капілярної структури. Тому, при різних характеристиках капілярної структури і при однаковому діаметру парового простору, такі теплові труби можуть належить як до мініатюрних, так і до теплових труб, де стисли умови не будуть впливати на їх теплопередаючі характеристики.

Таким чином, на даний час існує невизначеність в критеріях, які характеризують належність теплових труб до МТТ. Не можна однозначно сказати, де існує перехід від великих ТТ до мініатюрних. Тому, межа розподілу теплових труб згідно вибраних критеріїв є вельми умовна і вимагає пошуку інших засобів, якими б характеризували перехід від звичайних ТТ до МТТ.

Вперше нагадування про мініатюрні теплові труби було в роботі [115], де автор застосував такі труби для термічного контролю напівпровідникових пристроїв. Надалі мініатюрні теплові труби знайшли застосування в охолодженні лазерних діодів і інших невеличких устроїв із локальними тепловиділеннями. Ними здійснювався контроль температури фотогальванічних елементів, відвід або розсіювання теплоти від крайки крила надзвукових літаків, а також вони застосовувалися при лікуванні ракових тканин шляхом перегріву або переохолодження [116]. Основний принцип передачі теплоти у будь-якій конструкції теплових труб, і мініатюрних у тому числі, є однаковий. Він заснований на замкненому процесі випаровувально-конденсаційного циклу. Відмінність лише у тому, що в МТТ



значну роль грають капілярні сили і сили поверхневого натягу, які суттєво впливають на внутрішні теплообмінні процеси при передачі теплової енергії.

Одним з важливих складових теплових труб, і мініатюрних у тому числі, є капілярно-пориста структура, яка розташовується на внутрішній поверхні оболонок труб. За рахунок капілярних сил теплоносії знаходиться в капілярній структурі (КС) і, в залежності від її властивостей і властивостей рідини, визначається теплотransпортна здатність теплової труби.

Оскільки габарити МТТ малі, то на даний час розроблено багато засобів для організації процесу циркуляції теплоносіїв при передачі теплоти з зони випаровування в зону конденсації. Повернення конденсату здійснюється за рахунок капілярних сил в КС. Конструкції типів капілярних структур досить різноманітні, що ускладнює зіставлення експериментальних даних між собою.

На рис. 1.12 показані конструкції МТТ з кутовими капілярними структурами [43, 52].

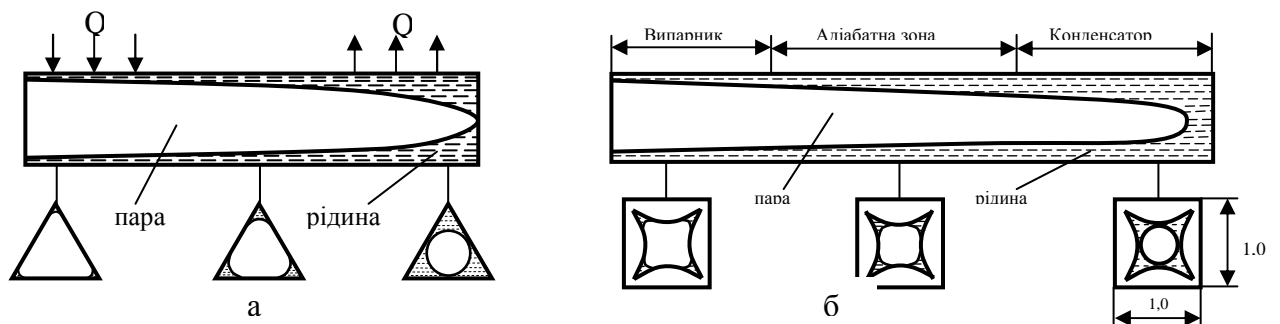


Рис. 1.12. Конструкції МТТ з кутовою капілярною структурою:

а – трикутна МТТ зі стороною  $0,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  і довжиною  $10 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  [52, 118];

б – квадратна МТТ зі стороною  $1,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  і довжиною  $57 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  [46].

В таких конструкціях МТТ капілярні сили утримують теплоносії в кутах по всій довжині труби. В якості теплоносія використовувалася дистильована вода.

Забезпечення функціонування таких МТТ, полягає в організації роздільного руху потоків пари і рідини. При зменшенні кута розкриття таких каналів, капілярна сила збільшується і добре утримує всередині теплоносії.

На рис.1.13 показаний один з варіантів створення такого капілярного ефекту для подачі теплоносія в зону випару [48]. Оболонка МТТ, для візуалізації процесів усередині, була виконана із скляного капіляра діаметром  $2 \cdot 10^{-3}$  м з товщиною стінки  $0,25 \cdot 10^{-3}$  м, а загальна довжина труби – 0,115 м. Для створення капілярного ефекту усередині по всій довжині труби був прокладений дріт діаметром  $0,5 \cdot 10^{-3}$  м. Теплоносій (етанол) розподілявся в канавках, утворених між дротом і стінкою оболонки. Таким чином, умови розділення потоку в даному випадку були дотримані.

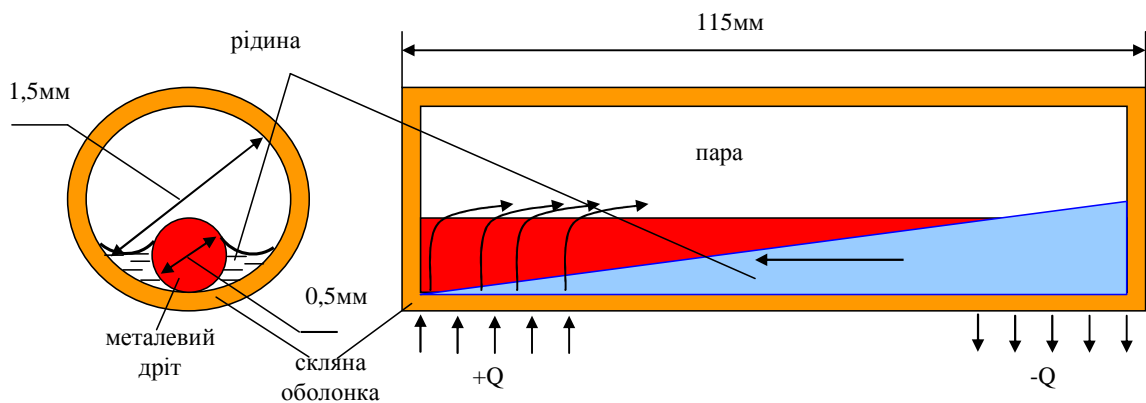


Рис. 1.13. Конструкція МТТ з прокладеним уздовж труби дротом [48].

Оскільки теплові потоки, що передавались в таких окремих МТТ залежно від довжин зон нагріву і конденсації не перевищують 0,5 Вт, то доцільно створювати такі системи охолодження, які складаються з великої кількості паралельно розташованих МТТ. Так в [49] пропонують використовувати велику кількість МТТ разом на одній підкладці. Це дозволяє, з одного боку, істотно понизити температуру охолоджуваного об'єкту, а, з іншого боку, підвищити його ізотермічні здібності. Ефективними виявилися також масиви МТТ, конструктивно виконані в одному корпусі [50]. Поперечні перетини окремих МТТ в масиві були виконані у вигляді трикутників і мали розміри від  $0,2 \cdot 10^{-3}$  м до  $1,5 \cdot 10^{-3}$  м, як було показано на рис.1.12. Результати досліджень показали, що такі конструкції сполучень МТТ можуть передавати значні теплові потоки, в залежності від кількості МТТ. Найкращі показники по теплопередавальним характеристикам мала конструкція 3 (рис.1.14), яка передавала, маючи декілька рядів МТТ,

тепловий потік до 45 Вт. Довжина такого масиву складала 0,11м, а ширина  $30 \cdot 10^{-3}$ м. Конструкція 2 передавала лише 20 Вт. У конструкції масиву 1 всі сторони трикутних пазів були покриті капілярною структурою на відміну від зразка 2, де капілярна структура була лише на нижній частині пазів. Тому конструкція 1 могла передавати до 35 Вт теплової потужності. З'єднання трикутних пазів в єдиний паровий простір (конструкція 4) не привело до значного збільшення потужності, що передається. Максимальний тепловий потік в цьому випадку не перевищував 35 Вт.

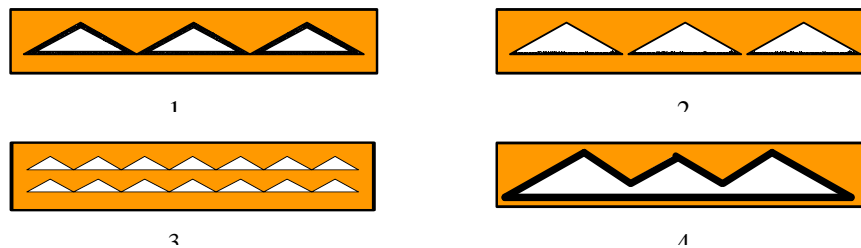


Рис. 1.14. Поперечні перетини масивів МТТ [50]: 1 – індивідуальні трикутні пази з покриттям КС по всій внутрішній утворюючій; 2 – пази з покриттям КС лише знизу; 3 - ряди окремих МТТ, КС з усіх боків; 4 - паровий простір великої кількості пазів, з КС.

Найбільш широко багатьма дослідниками розглядається концепція уявлення МТТ як частини напівпровідникових устроїв. У спробі визначити потенційні переваги цієї концепції автори [51] розробили тривимірну чисельну модель, що дозволяє пророчити термічні характеристики множини рівнобіжних МТТ, сконструйованих як інтегральна частина напівпровідникової мікросхеми. Для порівняння були змодельовані декілька конфігурацій складань як із МТТ, так і без них із метою визначення зниження максимальної температури поверхні, середнього значення температури мікросхеми і максимального температурного градієнту уздовж неї. Використовуючи стаціонарний і нестаціонарний аналіз було знайдено, що ефективна теплопровідність зони, зайнятої МТТ була приблизно в 10 разів більше, ніж у кремнієвої підстави, якщо в якості теплоносія в МТТ використовувався метанол. У корпусі  $20 \times 20 \cdot 10^{-3}$  м розміщувалося до 35 МТТ.

При підведенні теплового навантаження, використання таких масивів з МТТ істотно знижувало максимальне значення температури в центрі такого корпусу. Одночасно значно збільшувалася швидкодія всієї системи охолодження, що позитивно позначалося на роботі мікроелектронних пристроїв.

У [52] досліджувалися теплопередавальні характеристики МТТ, виконаної з неіржавіючої сталі. В якості теплоносія використовувалася вода. Така мініатюрна тепла труба (рис.1.15) передавала до 3 Вт при температурі в адіабатній зоні  $40^{\circ}\text{C}$ , і до 6 Вт при температурі  $80^{\circ}\text{C}$ .

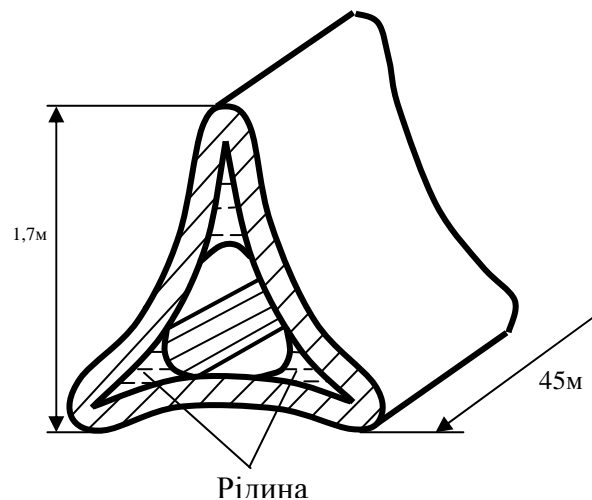


Рис. 1.15. Поперечний переріз МТТ з нержавіючий сталі [52]

Разом з круглими, трикутними і квадратними МТТ використовуються також і плоскі мініатюрні теплові труби. Так в [53] наводяться конструкції плоских МТТ з подовжніми капілярними канавками по всьому периметру труби, а в [54] з капілярною структурою.

Такі плоскі МТТ залежно від умов підведення і відведення теплоти можуть відводити значну густину теплового потоку (до  $0,1 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$ ) [53]. Проте, проти сил тяжіння, такі МТТ практично не передають теплоту. У [54] показані конструкції плоских теплових труб з капілярною структурою, припеченою до внутрішньої утворюючої. Перевага такої мініатюрної теплової труби з капілярною структурою полягає в тому, що вона може працювати проти сил тяжіння і передавати значні теплові потоки. До

недоліків треба віднести той факт, що при горизонтальному розташуванні, вони не здатні відвести такі теплові потоки, як плоскі МТТ з канавками.

У [55] досліджувалися мідна і срібна МТТ з різною формою поперечного перетину корпусу. Мідна МТТ круглого поперечного перетину з діаметром  $2 \cdot 10^{-3}$  м і завдовжки 0,15м, а срібна труба була прямокутного перетину  $5 \times 0,8 \cdot 10^{-3}$  м і завдовжки 0,1м. Зона випару в мідної теплової труби була завдовжки  $75 \cdot 10^{-3}$  м, а зона конденсації  $60 \cdot 10^{-3}$  мм. Внутрішня частина труби була виконана у вигляді квадрата, по кутах якого, за рахунок капілярних сил, розташовувався теплоносій. Така МТТ передавала до 10 Вт. При цьому було відмічено зміну температури насичення пропорційно до підведеної потужності. Вихід на стаціонарний режим роботи такої труби складав від 10 до 30сек після повного включення потужності.

У [56] проводилися дослідження МТТ діаметром  $2 \cdot 10^{-3}$  і  $3 \cdot 10^{-3}$  м і завдовжки 0,12м. Дослідники експериментували з кількістю заправки. Як показали дослідні дані, кількість заправленого теплоносія мало впливала на теплопередавальні характеристики таких МТТ. Так, для МТТ діаметром  $3 \cdot 10^{-3}$  м при зміні кількості теплоносія від  $14 \cdot 10^{-3}$  до  $28 \cdot 10^{-3}$  кг, тепловий потік, що передавався змінився менш ніж на 10%. Максимальний тепловий потік залежав також від кута нахилу МТТ і максимальне його значення відповідало куту нахилу  $45^\circ$ . Робота МТТ проти сил тяжіння супроводжувалася істотним зниженням максимального теплового потоку, що відводився, - приблизно в два рази. Представлені в [57] дані також підтверджують результати роботи [56]. У [57] проводилися випробування семи мініатюрних термосифонів діаметром від  $2 \cdot 10^{-3}$  до  $5 \cdot 10^{-3}$  м. Чотири термосифони були заправлені водою, а три - метанолом. Випробування показали, що при однакових значеннях теплових потоків, що передавалися, рівень температур в зоні випару термосифонів з меншим діаметром вище, ніж в термосифонів з великим діаметром. Всі випробування проводилися при вертикальному розташуванні термосифонів, коли зона випару знаходилася знизу, а зона конденсації - вгорі. Відсутність у термосифонів яких-небудь

конструктивних внутрішніх рішень для розділення теплоносія і пари призводило до того, що значення максимальних теплових потоків, що передаються, таких пристроїв нижчі, ніж в МТТ. Так, значення максимальних теплових навантажень у досліджених термосифонів малого розміру діаметром 3 мм приблизно в два рази нижче, ніж в МТТ такого ж діаметру, представлених в [56]. Проте термосифон діаметром  $2 \cdot 10^{-3}$  м в [57] має приблизно такі ж теплопередавальні характеристики, як і в МТТ аналогічного розміру, приведених в [56].

Основною проблемою функціонування МТТ є організація роздільного руху парової та рідкої фаз теплоносія. В залежності від конструкційного виконання цей факт може бути вирішальним. Інтенсивність тепловіддачі в зонах теплообміну МТТ залежить в основному від конструктивних особливостей і застосування виду капілярної структури. Необхідність визначення впливу конструктивних і режимних параметрів на теплопередаючі властивості зв'язана з розробкою методики розрахунку МТТ.

Одними з важливих характеристик функціонування таких замкнених випаровувально-конденсаційних систем є мінімальний термічний опір  $R$  і максимальний тепловий потік, що передається  $Q_{max}$ . Зменшення габаритів таких систем, і в першу чергу діаметру парового простору, призводить до погіршення їх теплопередавальних здатностей. Свідчень впливу геометричних параметрів на теплопередаючі характеристики теплових труб на даний час практично не існує. Є тільки окремі дані конкретних конструкцій, з яких не можна однозначно прогнозувати їх застосування в інших системах охолодження.

### 1.5 Пульсаційні капілярні теплові труби в системах охолодження мініатюрних приладів

Вперше згадування о ПТТ було в [58], де ще в 1971 році була показана спроможність переносу теплової енергії теплоносієм за рахунок інерційних сил. Далі в 1990 році була представлена реальна конструкція ПТТ [59], яка

представляла собою металевий капіляр, вигнутий у вигляді змійовика (рис.1.16) і заповнений теплоносієм. За рахунок капілярних сил теплоносії рівномірно розподіляється по внутрішньому об'єму ПТТ. Принцип передачі теплоти таких ПТТ пов'язано з дією центрів пароутворення, які генерують парову фазу, що призводить до активного руху парових і рідинних снарядів з зони нагріву в зону конденсації і навпаки. Це призводить до того, що виникають автоколивання руху двофазного потоку теплоносія [60] і відповідні температурні пульсації стінки ПТТ. Відсутність всередині капілярної структури робить виготовлення таких труб дешевшим та легшим, а передача теплоти може здійснюватися при будь-якій орієнтації в полі масових сил.

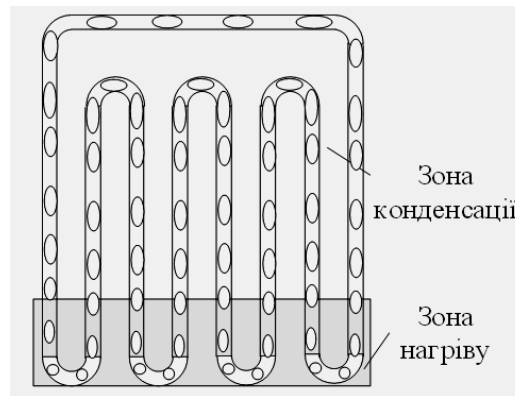


Рис. 1.16. Загальний вигляд замкненої пульсаційної теплової труби

В залежності від конструкції виділяють три основні типи ПТТ: незамкнені, замкнені(рис.1.16), з контрольними клапанами.

Найпростішим варіантом ПТТ є незамкнена, оскільки представляє собою капіляр, вигнутий у формі змійовика, кінці якого герметичні. Кінці замкненої ПТТ з'єднані між собою, що дозволяє двофазному потоку теплоносія циркулювати по замкнутому контуру. Конструкції з контрольними клапанами дозволяють теплоносію циркулювати лише у певному визначеному напрямку, що в деяких випадках може підвищувати тепловий потік, що передається. Складність фізичних процесів, які одночасно діють всередині ПТТ при передачі теплоти (випаровування, конденсація, рух двофазного потоку) та вплив капілярних сил і сил гравітації, накладають свій

відбиток на то, що є багато розбіжностей у дослідженнях різних авторів. В табл. 1.2 наведено типи та характеристики досліджених ПТТ.

Таблиця 1.2

Характеристики ПТТ, результати досліджень яких наведені в літературі

Тип ПТТ	Матеріал корпусу	Внутрішній діаметр, мм; поперечний переріз, мм <sup>2</sup>	Довжина зони нагріву, мм	Кількість петель	Теплоносії	Коефіцієнт заправки, %	Кут нахилу	Посилання
Замкнена	скло	2,1; 3	-	14	етанол, F 113	50, 66, 72	0°, 90°	[62]
	мідь	2	-	5	вода, етанол, R-123	-	0°, 90°	[63]
	мідь	1; 1,5; 2	50, 150	5,11,16,26	вода, етанол	30, 50, 80	0°	[64]
	мідь	1; 2	160	20	R-123	30, 50, 70	-90°, 0°, 90°	[65]
	мідь	2	-	10	етанол	0-100	90°	[66]
	алюміній	2x2	-	20	етанол	0-90	-90°, 0°, 90°	[67]
	мідь	1; 2	100, 150	5-23	вода, етанол, R-123	50	0°-90°	[68]
	скло	1,8	-	7	метанол	60	0°, 90°	[69]
	скло	2	250	5	вода, етанол	0-100	змінний	[70]
	алюміній, скло	2; 2,2x2; 1,5x1	-	5, 6	вода, етанол	змінний	змінний	[71]
	скло	2	50, 150	10, 11, 28,	R-123	50	0°-90°	[72]
	алюміній	1,9	4955	16	аміак	змінний	змінний	[73]
	скло, мідь	2	40	1	етанол	змінний	змінний	[74]
	скло	2	400	4	вода, метанол	70	90°	[75]
	мідь	2	160	20	вода, етанол	змінний	змінний	[76]
	алюміній	2x2; 1x1	-	20, 33	етанол	5-95	-90°, 0°, 90°	[77]
	скло, мідь	2	135	1	етанол	60	90°	[78]
Незамкнена	алюміній, скло	1	-	20, 23	ацетон, FC-87, вода, етанол	0-55	90°	[79]
	мідь	1,75	125	40	ацетон, FC-72, FC-75	25-50	0°, 90°	[80]
	мідь	0,66; 1,06; 2,03	50, 100, 150	5, 10, 15	вода, етанол, R-123	50	0°, 90°	[81]
	мідь	0,66; 1,06; 2,03	50, 100, 150	змінна	вода, етанол, R-123	50	0°	[82]
	мідь	2,03	150	10	R-123	50	0°-90°	[83]
	скло	1,5; 2	50	5	R-123, суміш етанолу і води	50	90°	[84]
	н. сталь	0,96	140	4	вода	змінний	змінний	[85]
3 клапанами	мідь	1,77; 2,03	50, 100, 150	40	вода, етанол, R-123	50	90°	[86]
	мідь	1,77	50, 100, 150	10	вода, етанол, R-123	50	90°	[87]



Як видно з таблиці 1.2 внутрішній діаметр ПТТ не перевищує  $3 \cdot 10^{-3}$  м для всіх типів теплоносіїв. Більшість досліджень присвячена замкненим ПТТ як найбільш простими в виготовленні і ефективними при передачі теплоти при будь-якій орієнтації в полі дії масових сил [61]. Внутрішній діаметр ПТТ не повинен перевищувати деякого критичного розміру ( $d_{кр} \approx 3 \cdot 10^{-3}$  м, для води), який для вибраних теплоносіїв визначається за залежністю [61,67]:

$$\frac{d}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}} = Bo \leq 2. \quad (1.21)$$

На теплопередавальні характеристики ПТТ впливають досить велика кількість факторів [88], к яким відносяться:

- геометричні фактори, це насамперед: внутрішній діаметр ПТТ, довжини зон нагріву, транспорту та конденсації, кількість петель, вид ПТТ (замкнена чи незамкнена);
- фізичні фактори: теплофізичні властивості теплоносіїв та матеріалу корпусу ПТТ, кількість заправленого теплоносія (коефіцієнт заправки);
- режимні фактори: спосіб підведення теплового потоку к зоні нагріву та відведення його від зони конденсації, вплив гравітаційних сил (розташування у просторі під різними кутами нахилу).

Оскільки передача теплоти в ПТТ зв'язана з дією центрів пароутворення, то для початку кипіння необхідно, щоби температура стінки була перегріта відносно температури насичення  $T_{нас}$  і виконувалася умова:

$$T_{ст} \geq T_{нас} + \frac{2\sigma T_{нас}}{Rr\rho''}, \quad (1.22)$$

де  $R$  – кавітаційний радіус парової бульбашки.

В реальних конструкціях ПТТ наявність потенційних центрів пароутворення дуже обмежена, що призводить до підвищення температури початку кипіння.

Значна кількість авторів [68,71,77, 86], що проводили дослідження впливу внутрішнього діаметру на теплопередавальні характеристики ПТТ,

дійшли висновку, що зі збільшенням внутрішнього діаметру ПТТ термічний опір зменшується, а тепловий потік збільшується. Це пояснюють тим, що збільшення внутрішнього діаметру призводить до зменшення втрат тиску на тертя і гідравлічного опору руху паро-рідинної суміші. Також в [68] це пояснюють збільшенням кількості теплоносія. В той же час в [64] і [82] показано, що із збільшенням внутрішнього діаметру ПТТ спостерігалось збільшення термічного опору і зменшення теплового потоку. На їх думку це пояснюється впливом сил гравітації, тому що капілярні сили в даному випадку зменшуються. Особливо це стосується при розташуванні ПТТ при горизонтальному положенні і проти сил тяжіння.

Вплив внутрішнього діаметру на максимальні теплові потоки для двох діаметрів –  $1 \cdot 10^{-3}$  м та  $2 \cdot 10^{-3}$  м наведено в [68], де для трьох типів робочої рідини (вода, етанол, фреон R123) проведено порівняння. В результаті дослідження було показано, що для  $d_{BH} = 2 \cdot 10^{-3}$  м найкращим теплоносієм виявилася вода, а найгіршим – R123 (рис.1.17). Проте в ПТТ з  $d_{BH} = 1 \cdot 10^{-3}$  м максимальні теплові потоки спостерігалися для фреону R123. Для води і етанолу ці показники були нижче. Причому для води максимальні теплові потоки були приблизно в 2,5 рази нижчі ніж R123. Це пояснюється великими значеннями коефіцієнту поверхневого натягу для води при низьких тисках, що призводить до від'ємної дії капілярних сил в цьому випадку.

Кількість петель також впливає на теплопередавальні характеристики ПТТ. В [68] показано, що існує деяке критичне значення петель, при перевищенні якого ПТТ може стабільно функціонувати при довільному розташуванні у просторі. В [68] критична кількість петель становила 16. При меншій кількості петель ПТТ робота її нестабільна і в горизонтальному режимі, але зі збільшенням кількості петель пульсаційний рух стає більш активним. В [82] також стверджують, що теплові потоки, які передавала ПТТ, заправлена водою, при роботі у горизонтальному положенні були настільки малими, що їх точне вимірювання було неможливим. Не працювала в цьому положенні заправлена водою ПТТ і в дослідженні [71].

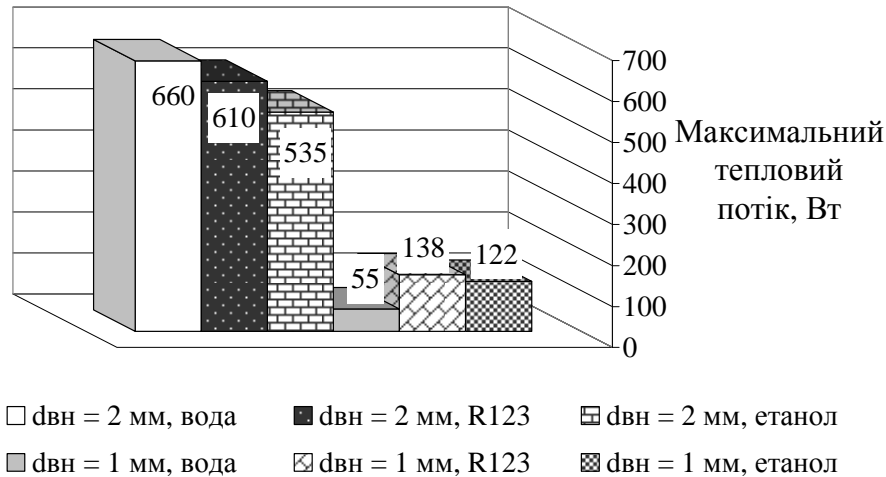


Рис. 1.17. Вплив внутрішнього діаметра ПТТ на максимальні теплові потоки[68]

Авторами [71,77] була розроблена і досліджена конструкція ПТТ з каналами прямокутного перерізу. Особливість такої ПТТ полягає в тому, що канали мають різні розміри і розташовані по черзі, як це показано на рис.1.18. Суміш з переважною кількістю пари рухається вгору по широким каналам, а рідина по меншим каналам вниз, що забезпечує стабільну циркуляцію теплоносія.



Рис.1.18. Поперечний переріз ПТТ з канавками [71]

В [77] також за допомогою візуалізації було виявлено вплив форми поперечного перерізу на теплопередавальні характеристики ПТТ. В канавках квадратного або трикутного поперечного перерізу частина рідини затримується в кутах каналу завдяки капілярним силам. Це сприяє зміні гідродинамічної картині руху паро-рідинної суміші і впливає на теплопередавальні характеристики ПТТ, оскільки вони залежать від режиму течії в каналі.

Таким чином, збільшення внутрішнього діаметру ПТТ до критичного розміру підвищує їх теплопередавальні характеристики, проте в залежності від типу теплоносія функціонування ПТТ у полі масових сил залежить від багатьох факторів, вплив яких, у більшості випадків, не можна однозначно характеризувати як істинний.

В [64] при дослідженні впливу кількості петель на термічний опір ПТТ, що працювала в горизонтальному положенні, було виявлено, що термічний опір значно зменшувався зі збільшенням кількості петель. Автори [64] пояснюють це тим, що із збільшенням кількості петель перепад тиску між зонами нагріву та конденсації, який спричинює рух рідини, збільшується. Також було виявлено, що чим більша довжина зони нагріву, тим сильніший вплив кількості петель на термічний опір. Однак всі досліджені в [64] ПТТ мали найнижчий термічний опір при 26 петлях. При цьому жодна з них не працювала в горизонтальному положенні при 5 петлях, а термічний опір таких ПТТ був дуже високим і близьким до безкінечності. Вплив кількості петель та коефіцієнта заповнення на термічний опір розглянутий також в [123]. Для горизонтального розташування ПТТ збільшення кількості петель призводить до зменшення термічного опору (рис.1.19).

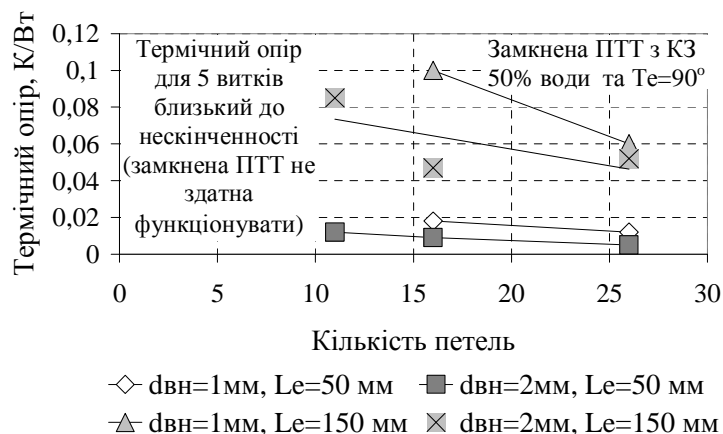


Рис. 1.19. Вплив кількості петель [123]

В роботах [64] і [68] відзначається однаковий вплив внутрішнього діаметру ПТТ на критичну кількість петель: із його збільшенням критична кількість петель зменшується. При цьому цей параметр залежить від

теплофізичних характеристик вибраного теплоносія. Також в [68] зазначається, що збільшення кількості петель ПТТ з фіксованим іншими геометричними параметрами, яка працює у вертикальному положенні по силам тяжіння, призводить до збільшення теплового потоку, що передається.

В [74] на основі візуальних спостережень замкненої ПТТ пояснюється причина існування впливу кількості петель на роботу ПТТ. Було виявлено, що існує деяка сукупність умов (до яких входять, зокрема, КЗ та величина підведеного теплового потоку), при яких великий паровий снаряд заповнює повністю всю зону нагріву, внаслідок чого пульсації в ПТТ припинялись, а температура зони нагріву зростала, що було схоже на кризові явища. При збільшенні кількості петель, як стверджують автори [74], можливість існування такого явища повинна значно зменшуватись.

Необхідно зазначити, що кількість представлених в літературі даних щодо впливу кількості петель на теплопередавальні характеристики ПТТ досить малий, а самі дані мають значний розбіг, що не дає можливості прогнозувати теплопередавальні характеристики таких ПТТ в системах охолодження.

Збільшення довжини зони нагріву призводить до зменшення теплового потоку, що передає, та збільшення термічного опору [64,82,81,87,123]. В [64,123] і [81] показано, що найкращі теплопередавальні характеристики мали ПТТ з довжиною зони нагріву  $50 \cdot 10^{-3}$  м, мінімальною в даних дослідженнях (рис.1.20). Проте пояснення причин такого впливу у різних авторів відрізняються. Наприклад, в [64] це пояснюється тим, що із зменшенням довжини зони нагріву зменшуються втрати тиску на тертя. А в [82] – тим, що довжини всіх зон у досліджуваних ПТТ були однаковими, тому при зменшенні довжини зони нагріву зменшувалась і відстань між цією зоною і зоною конденсації, що підвищувало ефективність переносу теплоти робочою рідиною. Автори [81] пояснюють такий вплив тим, що із збільшенням довжини зони нагріву збільшується довжина парового снаряду,

що формується всередині труби (рідина з поверхні розділу фаз швидше випаровується), і паровим бульбашкам важче рухатися в зону конденсації.

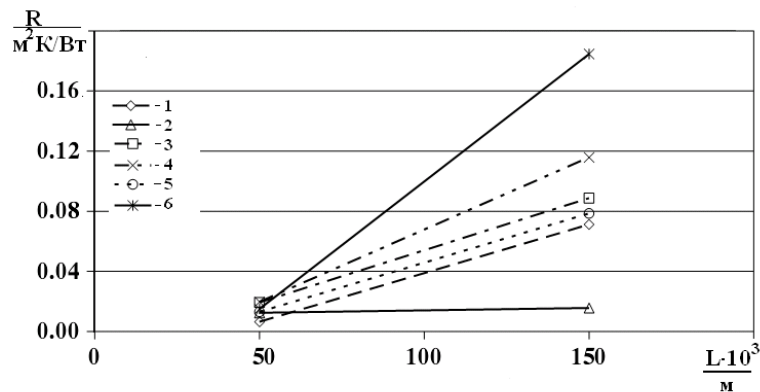


Рис.1.20. Вплив довжини зони нагріву замкненої ПТТ: внутрішній діаметр: 1,2,4,5 -  $2 \cdot 10^{-3}$  м; 3,6 -  $1 \cdot 10^{-3}$  м; 1,2,3 – вода; 4,5,6 – етанол; Кз: 1,3,4,6 – 50%; 2,5 – 30%;  $t_{zn} = 80^{\circ}\text{C}$ ; 26 петель.

До того ж рідина всередині зони нагріву швидше випаровується і, рухаючись в конденсатор, затримує рідину, що повертається з нього назад до зони випаровування. Через це кількість рідини в зоні випаровування недостатня і відбувається її осушення.

Дещо відмінні від вище приведених результати було отримано в [86], де досліджувався вплив відношення довжини зони нагріву до внутрішнього діаметру на величину теплового потоку, який здатна передавати ПТТ. При цьому довжини всіх зон ПТТ були приблизно рівні. Дослідження показало, що максимальний тепловий потік для кожного внутрішнього діаметру передається при відношенні рівному 28. При збільшенні відношення з 24 до 84 тепловий потік дещо знижувався, що наводить на думку про існування деякого оптимального відношення довжини зони нагріву до внутрішнього діаметру. Автори [86] пояснюють отриману залежність тим, що при високих співвідношеннях кипіння відбувалось у вузькому каналі, і теплові потоки були низькими.

Отже, можна зробити висновок, що в загальному випадку збільшення довжини зони нагріву погіршує теплопередавальні характеристики ПТТ,

проте причини цього явища потребують детальніших досліджень. Також слід приділити увагу дослідженню впливу на теплопередавальні характеристики ПТТ відношення довжини зони нагріву до внутрішнього діаметру.

Не дивлячись на те, що робота при будь-якій орієнтації відносно сил тяжіння є однією з основних переваг ПТТ, цей параметр здійснює значний вплив на теплопередавальні характеристики даних пристроїв. Наприклад, в ряді досліджень [64], [68], [70], [71] відзначається, що перехід від вертикального положення ( $90^\circ$ ) до горизонтального значно знижував теплопередавальні характеристики ПТТ аж до припинення пульсацій та роботи ТТ. Причому в [70] такий вплив кута нахилу спостерігався для всіх КЗ, що досліджувались в даній роботі (30%, 50%, 100%). При переході до горизонтального положення і КЗ 100% в трубі припинявся рух рідини, а при КЗ 30% та 50% припинявся рух снарядів, передача теплоти при цьому здійснювалась тільки в осьовому напрямку теплопровідністю, а термічний опір ПТТ різко зростав. Припинення роботи ПТТ при переході до горизонтального положення було помічено і в [63]. Слід зазначити, що робота ПТТ припинялася не при переході в строго горизонтальний режим, а, як зазначено в [71], при деякому критичному куті нахилу. Для ПТТ, досліджених в [71], він лежав у межах  $5^\circ$ - $15^\circ$  і був дещо меншим для етанолу, ніж для води. При встановленні кута нахилу більше критичного робота ПТТ відновлювалась.

Автори деяких з цих робіт намагались дати пояснення такому явищу. Так, наприклад, в [68] та [63] вплив положення ПТТ на її теплопередавальні характеристики пояснюється значним впливом сил гравітації на рух теплоносія в ПТТ. При роботі в горизонтальному положенні вона відсутня, і цей рух повинен забезпечуватись лише силами тиску. Також в [68] відмічено, що існує деяка критична кількість петель – мінімальна кількість петель, при якій ПТТ може працювати в горизонтальному положенні. Описаний вище вплив орієнтації ПТТ у просторі на її теплопередавальні характеристики справедливий як для ПТТ з кількістю петель менше критичної так і для труб

з кількістю петель більше критичної. Різниця полягає лише в тому, що в першому випадку ПТТ не працює в горизонтальному положенні, а в другому – теплопередавальні характеристики майже не змінюються при зміні кута нахилу від  $60^\circ$  до  $90^\circ$ .

Ще одне пояснення такого впливу орієнтації в просторі на роботу ПТТ було надано в [74], де досліджувалась замкнена петля, що працювала лише до кутів нахилу приблизно  $10^\circ$ , а в горизонтальному положенні її робота припинялась. Автори [74] пояснюють це тим, що для петлі в стані спокою сумарний по її довжині статичний тиск повинен дорівнювати нулю. Оскільки розподіл фаз по прямим трубкам петлі нерівномірний і довжини снарядів в них теж неоднакові, то для виконання цієї умови для вертикально розміщеної петлі форми менісків, а отже і контактні кути, снарядів повинні бути різними. Це означає, що перепади динамічного тиску, необхідні для проштовхування рідини по тій чи іншій трубці теж будуть відрізнятись, а тому бульбашка, що розширюється в зоні нагріву при підведенні до неї теплоти, буде проштовхувати рідину в напрямі найменшого опору. Таким чином визначається напрям руху рідини при запуску ПТТ. Проте при горизонтальному розміщенні труби необхідність в різній формі менісків снарядів для підтримання нульового сумарного статичного тиску відсутня, через відсутність дії сили гравітації, а отже відсутній і напрямок із меншим опором, що ускладнює запуск ПТТ. На основі вищесказаного автори [74] роблять висновки, що робота ПТТ в горизонтальному положенні може залежати від кількості петель, яка відповідає за кількість ступенів свободи та неоднорідності в ПТТ, а також від підведеного теплового потоку, від якого залежить внутрішній робочий тиск. Перше припущення підтверджується існуванням експериментальних даних щодо вдалив запусків ПТТ з великою кількістю петель в горизонтальному положенні, а друге – тим, що навіть для запуску ПТТ у вертикальному положенні необхідне деяке мінімальне критичне значення теплового потоку, що підводиться. Відсутність впливу гравітації може його збільшувати.



Напрямок руху рідини всередині ПТТ досліджувалося в [89], де проводилась візуалізація процесу пароутворення росту та руху парових бульбашок і снарядів в скляному капілярі внутрішнім діаметром  $1 \cdot 10^{-3}$  м, вигнутого у вигляді U-подібного коліна, кінці якого були з'єднані із компенсаційною камерою, яка була заповнена водою на 50% і живила робочу ділянку (рис.1.21). Різниця форми менісків штучно створювалась шляхом введення в одну з половин коліна металевго стрижня діаметром  $0,3 \cdot 10^{-3}$  м. При цьому було помічено, що розширення парового снаряду, що утворився в зоні нагріву, відбувалось в напрямку протилежному тому, де знаходився стрижень.

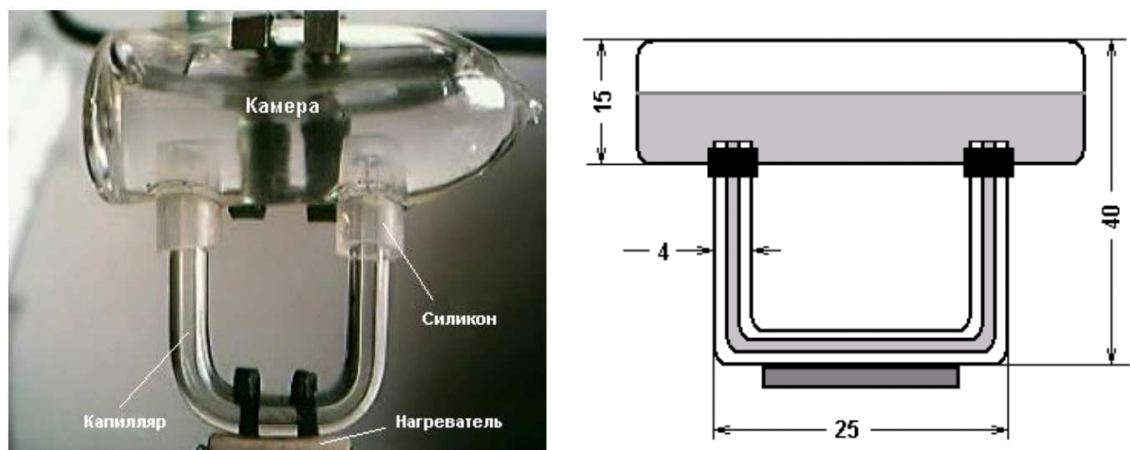


Рис.1.21. Схематичне зображення і фото одновиткової ПТТ [89]

В літературі також опубліковано результати, що свідчать про можливість роботи ПТТ не тільки в горизонтальному положенні, але і проти сил тяжіння, проте при цьому їх не можна назвати нечутливими до дії цих сил, оскільки кут нахилу впливає на їх теплопередавальні характеристики. Наприклад в [77] та [67] досліджувався вплив кута нахилу на амплітуду пульсацій температури та середню температуру в зоні нагріву плоских ПТТ. Проведені в [77] і [67] дослідження плоских ПТТ показали, що найвища середня амплітуда коливань температури в зоні нагріву спостерігалась при роботі у вертикальному положенні із нагрівом зверху, а найнижча – із нагрівом знизу. Найнижча середня температура в зоні нагріву також

спостерігалась при роботі у вертикальному положенні із нагрівом знизу. В цьому положенні ПТТ передавали найбільші теплові потоки. В [77] зазначають, що вплив гравітації на теплопередавальні характеристики ПТТ можна знизити, якщо вибрати відповідний  $K_z$  та рівень теплового потоку, що підводиться.

Дослідження впливу кута нахилу на критичний тепловий потік, що передає незамкнена ПТТ, проведені в [83], показали, що в залежності від кута нахилу можна виділити дві області:

1) ізотермічна (кути нахилу від  $20^\circ$  до  $90^\circ$ ). В цій області температури стінки в усіх точках зони нагріву майже однакові;

2) неізотермічна (кути від  $0^\circ$  до  $20^\circ$ ). В цій області температури стінки в різних точках зони нагріву коливаються і мають різні значення.

Також було виявлено такий вплив кута нахилу на критичний тепловий потік: при зменшенні кута від  $90^\circ$  до  $60^\circ$  відношення критичного теплового потоку до критичного теплового потоку при  $90^\circ$  збільшується від 1 до 1,52. Автори [83] пояснюють це зменшенням дотичної напруги між паровими снарядами та плівкою рідини зі зменшенням кута нахилу. Завдяки цьому кількість рідини в зоні нагріву зменшується, що попереджає пересихання. При зменшенні кута нахилу від  $40^\circ$  до  $0^\circ$  відношення критичних теплових потоків зменшується від 1,48 до 0,25. Це означає, що плівка рідини не може повернутися із зони конденсації в зону нагріву, через те що, масові сили зменшились із зменшенням кута нахилу. Найбільше відношення критичних теплових потоків було зафіксовано при кутах  $40^\circ$ - $60^\circ$ . На основі отриманих результатів автори [83] роблять висновок, що основними факторами, які впливають на критичний тепловий потік є дотична напруга та масові сили.

З приведених вище даних видно, що умови, які передбачають кути нахилу відмінні від  $90^\circ$  (особливо близькі до  $0^\circ$ , а також від  $0^\circ$  до  $-90^\circ$ ) є досить складними для функціонування ПТТ, тому досить важливим є питання зменшення впливу сил гравітації на роботу ПТТ. Також слід зазначити, що вищезгадані умови ускладнюють і запуск ПТТ.

Запуск ПТТ в горизонтальному положенні за твердженням авторів [78] визначається температурою зони нагріву. Це пояснюється тим, що при роботі ПТТ в горизонтальному положенні рушійною силою для рідини є різниця тисків насичення у зоні випаровування і зоні конденсації. А оскільки температура зони конденсації підтримується постійною, то ця різниця залежить від температури зони нагріву. Жодна з ПТТ, що досліджувались в [30] не працювала при температурі зони нагріву  $40^{\circ}\text{C}$ , проте кожна з цих труб починала працювати при різних температурах. Автори [64] також вважають, що стартова температура пов'язана із кількістю петель. Вони відзначають, що при фіксованій довжині зони випаровування та фіксованому внутрішньому діаметрі ця температура знижується із збільшенням кількості петель. Так, їм вдалось отримати найнижчу стартову температуру  $50^{\circ}\text{C}$  при максимальній кількості петель 26. При п'яти петлях жодна з досліджених ПТТ не запрацювала, навіть коли температура зони нагріву досягла  $90^{\circ}\text{C}$ .

Для запуску ПТТ в горизонтальному режимі в [63] пропонується: підвищити температуру нагрівача, підтримуючи температуру конденсатора постійною, це збільшить різницю сил тиску в приладі; якщо необхідно підтримати ту ж температуру нагрівача, то слід використовувати рідину з вищим тиском насичення при цій температурі і крутішою характеристикою  $(dP/DT)_s$ . Також покращити роботу ПТТ в горизонтальному режимі може збільшення кількості петель.

В [70] було зроблено припущення, що зменшити чутливість ПТТ до дії сил гравітації можна шляхом зменшення внутрішнього діаметру труб і збільшення кількості петель.

Перше припущення знайшло підтвердження в [65], де автори експериментально показали, що гравітація здійснює значний вплив на ПТТ із внутрішнім діаметром  $2 \cdot 10^{-3}\text{м}$ , і не впливає на ПТТ діаметром  $1 \cdot 10^{-3}\text{м}$ . А друге – в роботах [64] та [68], де сказано, що існує деяка критична кількість петель, тобто мінімальна кількість петель, при якій ПТТ може працювати в

горизонтальному положенні, а також в [80], де було експериментально показано, що 40-виткова ПТТ нечутлива до впливу гравітації.

Проведені в [76] досліді по запуску ПТТ у вертикальному положенні при нагріві зверху показали, що для успішного запуску труби в такому положенні до неї слід підводити значні теплові потоки (більше  $3000 \text{ Вт/м}^2$ ). На основі отриманих результатів автори [76] зробили висновок, що для успішного запуску та функціонування ПТТ в будь-якому положенні необхідно виконання таких умов: велика кількість петель і підведення значних теплових потоків.

На відміну від більшості досліджень, результати яких показують, що ПТТ з малою кількістю петель не працюють в горизонтальному положенні та проти сил тяжіння, в [85] було виготовлено та досліджено макет незамкненої 4-виткової ПТТ, що працювала у будь-якому положенні. Більше того, орієнтація в полі масових сил майже не впливала на її термічний опір (рис.1.22).

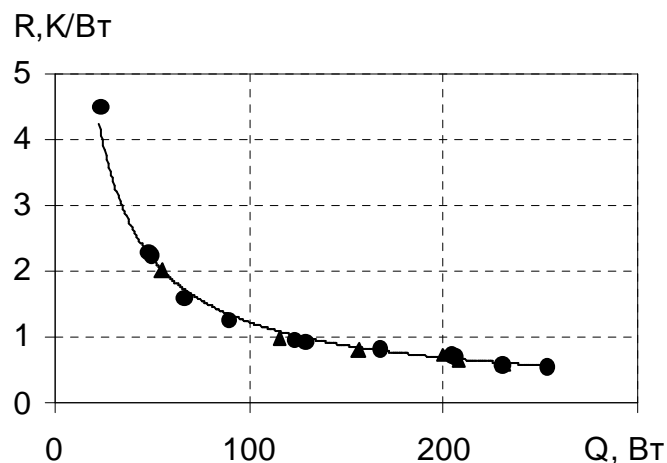


Рис. 1.22. Залежність термічного опору ПТТ від потужності, що передається при роботі в різних положеннях [85] : ● – в горизонтальному положенні; ▲ – проти сил тяжіння.

Досягти таких результатів вдалось шляхом приєднання сифона до одного з кінців ПТТ. Таким чином можна сказати, що на роботу ПТТ в різних положеннях впливає баланс тиску в ПТТ, оскільки сифон змінює його, та

розподіл рідини в трубі, бо при наявності пульсацій частина рідини виштовхується в сильфон. Також можна зробити припущення, що багатовиткові ПТТ менш чутливі до впливу сил гравітації, тому що кожен наступний виток діє як буфер тиску для попереднього.

Отже можна зробити висновок, що в загальному випадку ПТТ працює при будь-якій орієнтації в полі масових сил. Проте найчастіше її теплопередавальні характеристики погіршуються при роботі в горизонтальному положенні, проти дії сил гравітації, в будь-якому проміжному положенні між двома попередніми та при малих кутах нахилу. Тому слід приділити особливу увагу розробці методів мінімізації впливу сил гравітації на роботу ПТТ та питанням їх запуску при несприятливих кутах нахилу.

## 1.6 Висновки до розділу та постановка завдання досліджень

Процеси пароутворення при мініатюризації випарних систем охолодження проходять в основному при впливі геометричних факторів. При цьому дія капілярних сил починає перевищувати інші сили, що накладає свій відбиток на інтенсивність тепловіддачі і максимальну теплопередавальну здатність. Дослідженню цього питання в даний час присвячена значна кількість робіт, аналіз яких показує, що далеко не повною мірою вирішена проблема пошуку оптимальних характеристик мініатюрних випаровувально-конденсаційних систем, а по ряду питань інформація неповна або взагалі відсутня. Це призводить до великого розкиду експериментальних даних як в окремому дослідженні так і в даних інших авторів.

Існування великої різноманітності малогабаритних поверхонь приладів і систем охолодження, в яких реалізується процес бульбашкового кипіння, призводить до того, що представлені залежності дають результати, які значно відрізняються між собою. В основному це пояснюються наступним:

- для плоских поверхонь малого розміру значну роль грають геометричні розміри, кількість їх взаємного розташуванні на основі і умови охолодження;

- при кипінні рідини в капілярній структурі роль дії міжфазової поверхні зростаючої парової бульбашки з елементами пористої поверхні може бути вирішальною для надійної роботи всього випаровувально-конденсаційного циклу;

- дослідження інтенсивності тепловіддачі і критичних теплових потоків при кипінні в замкнених випарно-конденсаційних системах проводиться в узькому діапазоні як геометричних так і режимних параметрів

- істотні розбіжності при оцінки впливу ефекту стиснення при пароутворенні по відношенню до кипіння в великому об'ємі;

- для термосифонних систем відсутність аналізу початку процесу пароутворення і впливу пульсаційних явищ при початковому тепловому навантаженні.

На підставі цих висновків в завдання досліджень входило:

- з аналізу фізичної моделі пароутворення визначити сили, які розвиває міжфазова границя при виникненні окремої парової бульбашки як на поверхні малого розміру так і в замкненої випарно-конденсаційної системі;

- отримати на основі експериментальних досліджень залежності на ґрунті яких можна будувати поверхні теплообміну з підвищеними теплопередавальними здібностями;

- визначити межу за якої вплив геометричних розмірів перетину парового простору є сумірним з капілярними силами і суттєво впливає на інтенсивність тепловіддачі в зонах теплообміну при випаровувально-конденсаційному циклі;

- з аналізу експериментальних досліджень встановити вплив теплофізичних властивостей теплоносіїв на критичні теплові навантаження в стислих умовах при зміні сил гравітації;

- за результатами фізичного моделювання процесів тепло- і масообміну

при фазових перетворюваннях в мініатюрних випаровувально-конденсаційних системах встановити закономірності основних характеристик передачі теплоти;

- визначити особливості процесу випаровувально-конденсаційного циклу в малогабаритних термосифонних системах при виносі частини теплоносія і виникнення пробки рідини в зоні конденсації з аналізом пульсацій температури в зонах теплообміну;

- виявити закономірності процесів теплообміну при пароутворенні, а також характер зміни інтенсивності процесу в області бульбашкового кипіння;

- отримати узагальнюючі залежності інтенсивності тепловіддачі в зонах теплообміну мініатюрних випаровувально-конденсаційних систем при впливі параметрів рідин і геометричних факторів;

- на базі експериментальних досліджень розробити нові конструкції систем охолодження на основі випаровувально-конденсаційного циклу з підвищеними тепло передаючими характеристиками для наземного та космічного призначення.

## РОЗДІЛ 2

### ПРОЦЕСИ ПАРООУТВОРЕННЯ НА ПОВЕРХНЯХ МАЛОГО РОЗМІРУ В СТИСЛИХ УМОВАХ

Однієї з важких завдань сучасної радіоелектронної техніки є забезпечення заданих температурних режимів її елементів при максимальному зниженні масогабаритних характеристик приладів. Різноманітність конструкцій електронних приладів і умов їх застосування (вплив гравітаційних та інших сил, зміна температури навколишнього середовища та інш.) не дає змогу уніфікувати системи і методи охолодження. В кожному конкретному випадку необхідно підбирати ефективні засоби термостатування, які б дали змогу забезпечити надійну роботу електронного приладу при виконанні його функціональних можливостей. Зменшення габаритів елементів електроніки при одночасному підвищенні їх теплових навантажень призводить до значного росту густини теплових потоків, що змушує розробників застосовувати найбільш інтенсивні методи охолодження. На даний час найбільш ефективним методом відводу теплоти є організація процесу бульбашкового кипіння безпосередньо на кристалі напівпровідникового приладу. Велика інтенсивність тепловіддачі забезпечується за рахунок прихованої теплоти пароутворення при виникненні парової бульбашки. Причому, чим менше розміри поверхні нагріву, тим дія цього фактору підвищується, оскільки площа її сумірна з основою парової бульбашки, на якій інтенсивно випаровується мікрошар рідини.

У великому об'ємі бульбашка відривається від поверхні нагріву і рівномірно спливає за рахунок Архімедових сил. В реальних умовах, коли шар рідини обмежений, відриву від поверхні нагріву парової бульбашки чинить опір, наприклад, кришка напівпровідникового приладу. Інтенсивність тепловіддачі в таких стислих умовах пароутворення може бути іншою, ніж при кипінні у великому об'ємі. Тому в даному розділі наводяться



експериментальні результати інтенсивності тепловіддачі при кипінні рідини на поверхнях малого розміру в стислих умовах і шляхи підвищення максимальних теплових потоків.

## 2.1 Процеси пароутворення на гладких та пористих поверхнях малого розміру в умовах обмеженого простору

### 2.1.1 Опис експериментальної установки

Робоча камера (рис. 2.1) представляла собою металевий куб 1 зі стороною  $1 \cdot 10^{-2}$  м, виготовлений з нержавіючої сталі 10X18H10T. Дві торцеві грані були виконані із скла, що дозволяло вести візуальне спостереження за процесами у робочій камері. Скло утримувалося між металевими фланцями 2. Для забезпечення щільності прилягання між фланцем та склом були встановлені гумові прокладки.

У верхній частині камери були встановлені конденсатор 3 та обмежувач робочого об'єму 4. Фіксація положення обмежувача об'єму 4 здійснювалося за рахунок затиснення у втулці 5 за допомогою гайки 6. У дно камери було вварено стакан 7, в якому за допомогою утримуючої гайки 8 закріплювався дослідний елемент 9.

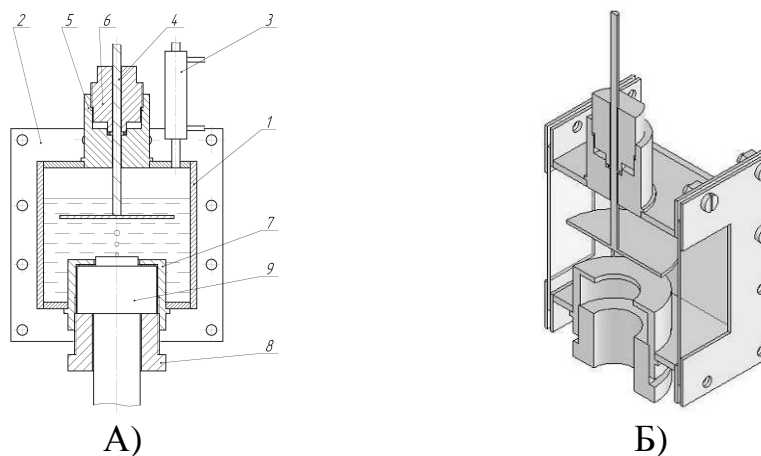


Рис. 2.1. Робоча камера для дослідженні процесу кипіння в стислих умовах: а – конструкція камери; б – 3D-модель.

На рис. 2.2 показана схема експериментальної установки для дослідження впливу стислих умов на інтенсивність теплообміну при пароутворенні на плоских горизонтальних поверхнях малого розміру ( $R/l_k \leq 8$ ) і поверхнях, на яких нанесена капілярно-пориста структура.

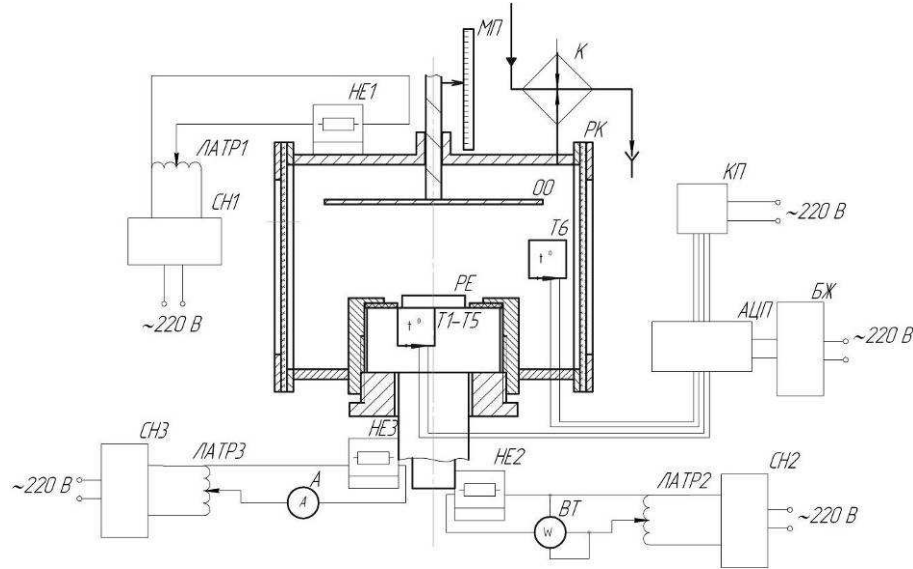


Рис. 2.2. Схема експериментальної установки: РЕ – робочий елемент; РК – робоча камера; ОО – обмежувач об'єму; МП – мірна планка; HE1 – HE3 – електронагрівач; T1-T6 – мідь-константанові термопари; ЛАТР1 – ЛАТР3 – лабораторний автотрансформатор; СН1-СН3 – стабілізатор напруги; К – конденсатор; ВТ – ватметр; АЦП – аналого-цифровий перетворювач; БЖ – блок живлення; ПК – персональний комп'ютер

Зовнішній нагрів камери здійснювався за допомогою ніхромового електронагрівача HE1, встановленого на її поверхні, який підключався через лабораторний автотрансформатор ЛАТР1 до мережі змінного струму 220 В. Цей нагрівач використовувався також як охоронний під час проведення дослідів (рис. 2.3).

Обмежувач об'єму ОО, що представляв собою плоску пластину із нержавіючої сталі, жорстко закріплювався на рухомому стрижні. Останній був з'єднаний із мірною планкою МП, з допомогою якої визначалася відстань між обмежувачем об'єму та робочою поверхнею.

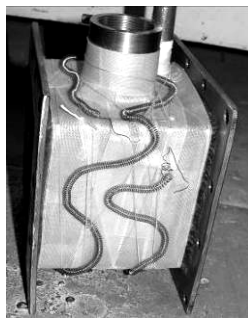


Рис. 2.3. Розташування охоронного нагрівача робочої камери

Також до камери було приєднано конденсатор К типу труба-в-трубі. З його допомогою у камері підтримувалися постійні тиск та рівень робочої рідини. При підготовці камери до роботи через нього відбувалося заповнення камери робочою рідиною.

Нагрів робочого елементу РЕ, встановленого у нижній частині камери, здійснювався за допомогою ніхромового нагрівача HE2. Навантаження на останньому регулювалося за допомогою автотрансформатору ЛАТР2 і контролювалося за показами ватметра ВТ. Охоронний електронагрівач HE3, встановлений на зовнішній частині робочого елементу, використовувався для зменшення тепловтрат від його корпусу до навколишнього середовища.

Сигнал з термопар Т1-Т6 через аналого-цифровий перетворювач АЦП ІСР CON I-7018Z із вбудованим компенсатором нульового спаю термопар передавалися на персональний комп'ютер ПК. Встановлене на ньому програмне забезпечення (програма EZ Data Logger) дозволяло спостерігати, а також вести запис показань термопар у реальному часі (рис. 2.4).

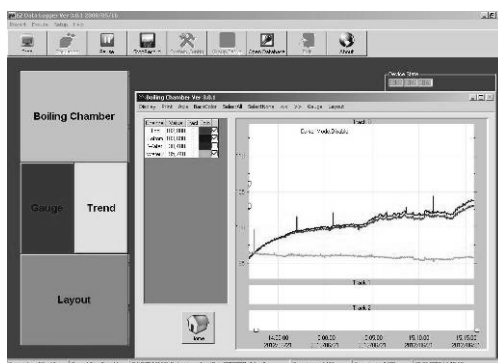


Рис. 2.4. Вікно програми EZ Data Logger під час проведення дослідів.

Конструкції робочих елементів для дослідження кипіння на поверхні малого розміру представлено на рис. 2.5. Кипіння було організовано на торцевій поверхні мідного стрижня 1. На торці стрижня було профрезеровано канавку, у якій був запаяний константановий дріт. Ще один константановий дріт було впаяно у стрижень на певній відстані від торця. За показаннями утворених таким чином мідь-константанових термопар за спеціальними тарировальними кривими визначалися як значення температури поверхні, на якій відбувалося кипіння, так і тепловий потік, що до неї підводився. Мідний стрижень 1 на епоксидній смолі заподліце вклеювався у скловолокнітову шайбу 2. В останню на певних радіусах (рис. 2.5,б) у спеціально просвердлені для цього канавки було вклеєне чотири мідь-константанових термопари, за допомогою яких визначалися теплові розтічки від тепловідділяючого елементу 1. Шайба із вклеєним у неї мідним стрижнем 1 за допомогою притискної гайки 8 закріплювалася у корпусі 5. Ущільнюючі кільця 6 та 7 із вакуумної гуми забезпечували герметичність з'єднань.

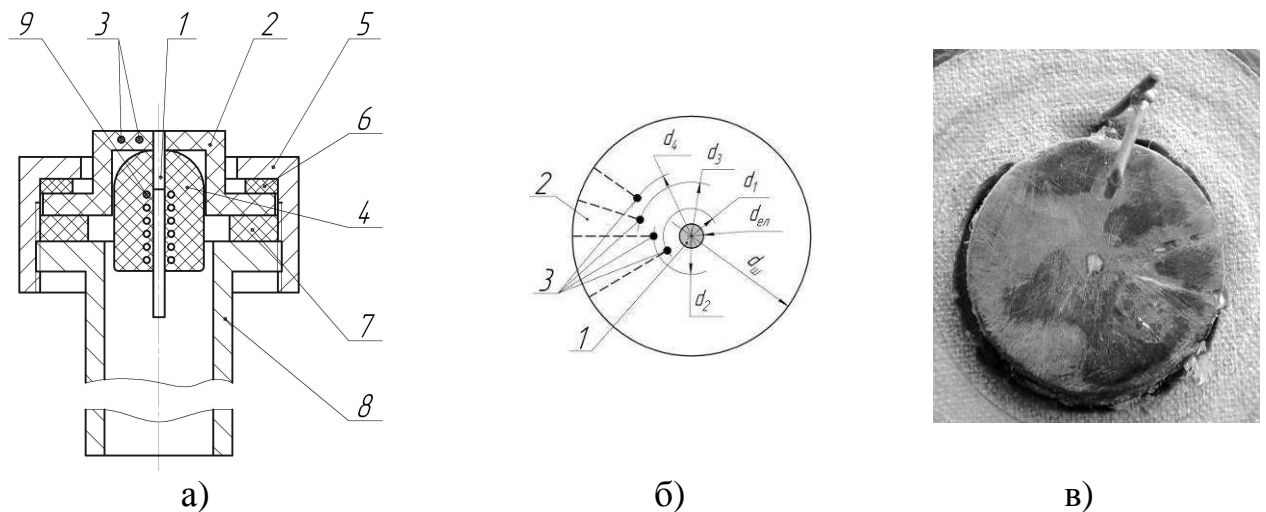


Рис. 2.5. Робочий елемент для дослідження кипіння на поверхні малого розміру: 1 – мідний стрижень; 2 – скловолокнітова шайба; 3 – мідь-константанові термопари; 4 – теплоізоляція; 5 – корпус; 6, 7 – ущільнюючі шайби; 8 – притискна гайка; 9 – електронагрівач:

а – конструкція; б – розташування термопар у шайбі; в – зовнішній вигляд.

Нагрів робочого елементу здійснювався за допомогою ніхромового електронагрівача 9 (HE2 на рис. 2.2), намотаного безпосередньо на мідний стрижень 1 і вкритого теплоізоляцією 4 задля зменшення тепловтрат у навколишнє середовище.

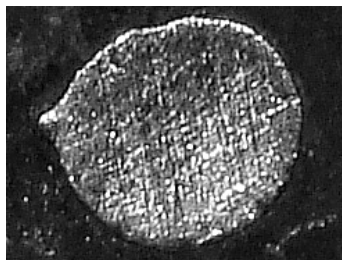
Основні розміри робочих елементів приведено у табл. 2.1.

Таблиця 2.1

## Розміри робочих елементів

№ п/п	Діаметр елементу, мм	Відстань між термопарами у РЕ, мм	Діаметр шайби, мм	Товщина шайби, мм	Радіуси розташування термопар у шайбі, мм			
					1	2	3	4
1	0,88	4,20	20,0	1,78	1,26	2,20	3,67	4,78
2	1,73	7,51	20,0	2,95	1,65	2,37	3,33	4,07
3	4,94	9,80	21,0	3,43	4,00	5,25	6,05	7,00
4	14,0	3,75	19,8	1,80	-	-	-	-

Оскільки через наявність зачеканеної термопари, форма робочої поверхні відрізнялася від кола (рис. 2.6), то її еквівалентний діаметр визначався таким чином. Обрис торцевої поверхні робочого елементу за допомогою показів мікроскопу переносився на міліметровий папір у масштабі 100:1, після чого розраховувалася площа утвореної фігури  $F_e$ . Далі за допомогою курвіметра визначалася довжина периметру елементу  $\Pi_e$ .

Рис. 2.6. Поверхня теплообміну робочого елементу діаметром  $1,73 \cdot 10^{-3}$  м.

Еквівалентний діаметр елементу  $d_e$  розраховувався за формулою:

$$d_e = \frac{4F_e}{\Pi_e} \quad (2.1)$$

У випадку, коли кипіння було організовано на поверхні значного розміру, використовувалися робочі елементи, конструкція яких представлена на рис. 2.7. Конструкція даного робочого елементу значною мірою схожа на конструкцію елементу для дослідження інтенсивності тепловіддачі при кипінні на поверхні малого розміру.

Процес кипіння було організовано на торці мідної втулки 1, яка за допомогою срібного припою ПСР 40 припаювалася до корпусу нагрівача 2. На поверхні втулки було виконано канавку, у яку було впаяно мідь-константанову термопару для визначення середньої температури поверхні тепловідводу. На певній відстані від поверхні у втулці було просвердлено паз, в який було вставлено мідь-константанову термопару таким чином, щоб її корольок знаходився точно на осі втулки. Як і в попередньому випадку, за різницею показів цих термопар визначалася величина теплового потоку, що підводився.

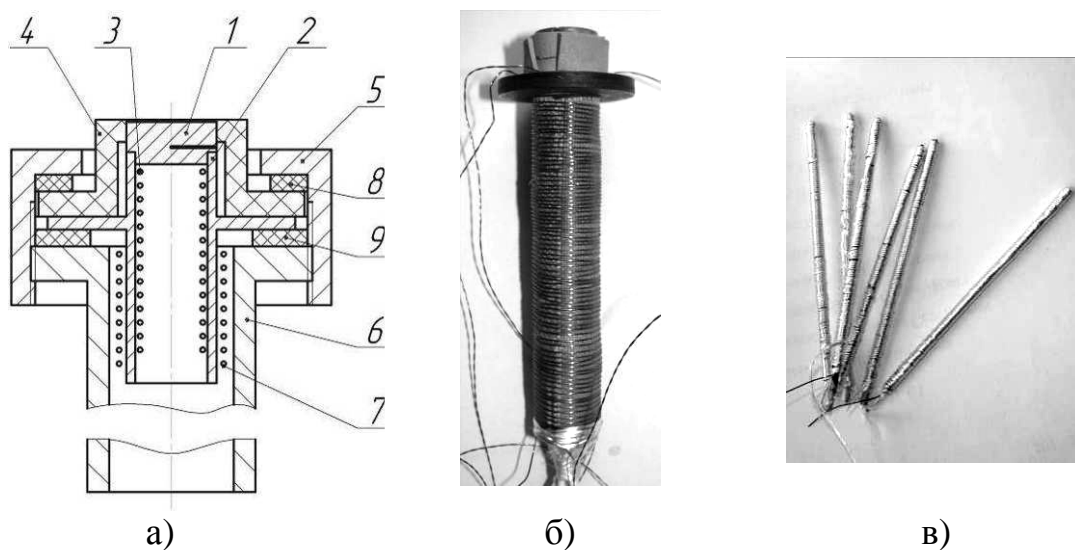


Рис. 2.7. Робочий елемент для дослідження кипіння на поверхні значного розміру: 1 – мідна втулка; 2 – корпус електронагрівача; 3 – електронагрівач робочого елементу; 4 – скловолокнітова шайба; 5 – притискна гайка; 6 – корпус; 7 – охоронний електронагрівач; 8, 9 – ущільнюючі шайби; а – конструкція; б –внутрішня частина; в – електронагрівач.

Електронагрівач 3 розташовувався у мідній циліндричній трубці 2 і представляв собою послідовно з'єднані ніхромові спіралі на керамічних стрижнях. Для ізоляції спіралей одна від одної та від корпусу, кожна з них покривалася обмоткою із акрилової нитки.

Мідна втулка 1 із блоком електронагрівача включалася у скловолокнітову шайбу 4, яка за допомогою притискної гайки 5 закріплювалася у корпусі 6. На зовнішній частині корпусу 6 було встановлено охоронний ніхромовий електронагрівач 7 (НЕЗ на рис. 2.2), за допомогою якого зменшувалися тепловтрати у навколишнє середовище. Всі розміри визначалися за допомогою мікроскопу БМИ-1.

При дослідженні процесу кипіння на пористих структурах на поверхню мідної втулки на тонкий шар припою приєднувалося попередньо окислене пористе покриття (рис. 2.8). Окислення проводилося у печі в атмосфері повітря при температурі 350 °С протягом 90-120 хвилин по рекомендаціям [97]. Необхідність окислення була спрямована на зменшення кута змочування рідиною поверхні мідної капілярної структури. При використанні дистильованої води кут змочування окисленої структури знижувався практично до 0°.

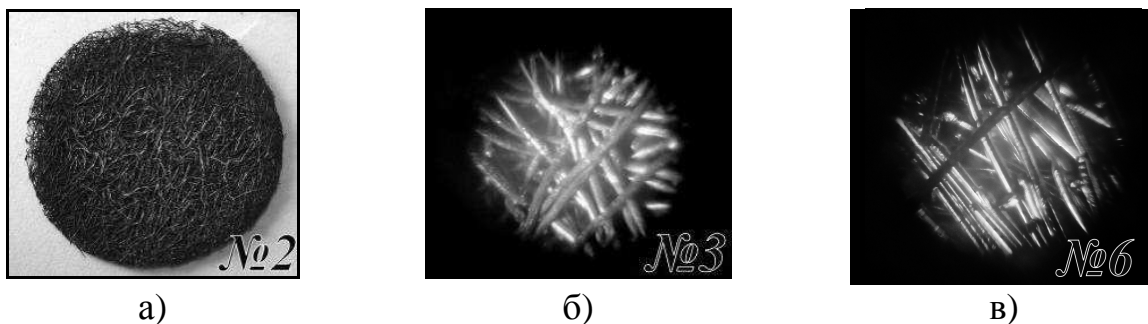


Рис.2.8. Зразки пористих структур: а - зразок №2; б – зразок №3 (збільшено); в – зразок №6 (збільшено).

Пористість дослідних зразків визначалася методом, оснований на вимірюванні маси та об'єму зразка [97]. Похибка визначення пористості не перевищувала 2%.

Характеристики метало-волокнистих капілярних структур що досліджувалися, приведені у таблиці 2.2.

Таблиця 2.2

## Характеристики зразків із капілярно-пористої структури

№ п/п	Товщина ПС, мм	Пористість, %	Діаметр волокон, мкм	Довжина волокон, мм
1	0,8	84	20	3
2	0,83	67	20	
3	0,82	58	20	
4	0,8	86	50	
5	0,6	82	50	
6	0,5	86	20	
7	0,94	55	20	

## 2.1.2 Методика обробки експериментальних даних

Після аналізу первинних експериментальних даних визначалися границі для кожного із стаціонарних режимів. Для кожного режиму визначалися такі температури (рис. 2.9):

- $T_{\text{верх}}$  – середньоповерхнева температура тепловіддаючої поверхні;
- $T_{\text{ниж}}$  – середня температура тепловіділяючого елемента на відстані  $\delta$  від торця;

- $T_1, T_2, T_3, T_4$  – середні температури поверхні скловолокнітової шайби на відстанях відповідно  $r_1, r_2, r_3$  и  $r_4$  від центру тепловіділяючого елемента;

$T_5$  – середня температура рідини.

Кількість теплоти, що підводиться до поверхні тепловідводу  $Q_{\text{підв}}$  (рис. 2.9) визначалася згідно закону Біо-Фур'є:

$$Q_{\text{підв}} = \frac{\lambda_e \cdot F_e}{\delta} \cdot (T_{\text{ниж}} - T_{\text{верх}}), \quad (2.2)$$





Згідного такого припущення, розрахунок величини тепловтрат проводився за такою формулою [100].

$$Q_{\text{втр}} = \pi r_e \delta_{\text{ш}} \lambda_{\text{ш}} m (T_{\text{верх}} - T_5) \psi, \quad (2.3)$$

де  $r_e$  – радіус тепловиділяючого елементу, м;  $\delta_{\text{ш}}$  – товщина скловолокнітової шайби, м;  $\lambda_{\text{ш}}$  – коефіцієнт теплопровідності матеріалу шайби, Вт/(м·К).

Коефіцієнт теплопровідності матеріалу шайби визначався по таблицям [101] за середньою температурою шайби:

$$\overline{T}_{\text{ш}} = \frac{\left( T_{\text{верх}} + \sum_{i=1}^5 T_i \right)}{6}, \quad (2.4)$$

$m$  – параметр ребра, 1/м:

$$m = \sqrt{\frac{\alpha_{\text{ш}} u}{\lambda f}}, \quad (2.5)$$

тут  $\alpha_{\text{ш}}$  – коефіцієнт тепловіддачі від поверхні шайби, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $u$  – довжина змоченого периметру шайби, м;  $f$  – площа поперечного перерізу шайби, м<sup>2</sup>.

$\psi$  – параметр, що визначався за формулою:

$$\psi = \frac{I_1(m r_{\text{ш}}) K_1(m r_e) - I_1(m r_e) K_1(m r_{\text{ш}})}{I_0(m r_e) K_1(m r_{\text{ш}}) + I_1(m r_{\text{ш}}) K_0(m r_e)}, \quad (2.6)$$

де  $I_0(x)$ ,  $I_1(x)$ ,  $K_0(x)$ ,  $K_1(x)$  – модифіковані функції Бесселя.

Оскільки до параметрів  $m$  та  $\psi$  входять невідомі значення коефіцієнтів тепловіддачі з шайби, то розрахунок проводився таким чином. За визначеними експериментально локальними значеннями температури шайби методом послідовних ітерацій з виразу для локального значення температур

шайбового ребра (2.7) знаходилося локальне значення параметру  $m_i$  (рис. 2.9, рис. 2.10):

$$v_i = v_e \frac{I_0(mr_i)K_1(mr_{\text{ш}}) + I_1(mr_{\text{ш}})K_0(mr_i)}{I_0(mr_e)K_1(mr_{\text{ш}}) + I_1(mr_{\text{ш}})K_0(mr_e)}, \quad (2.7)$$

тут  $v_i = T_i - T_5$  – надлишкова температура шайби на радіусі  $r_i$ , К;

$v_e = T_e - T_5$  – надлишкова температура тепловиділяючої поверхні, К.

Після визначення  $m_i$  розраховувалося середньоповерхнєве значення параметру ребра:

$$m = \frac{\sum_{i=1}^4 m_i F_i}{F_{\text{ш}}}, \quad (2.8)$$

де  $F_i$  – площі ділянок шайби, на яких параметр ребра приймається постійним і рівним локальному значенню на радіусі  $r_i$ ,  $\text{м}^2$ . Розрахунок  $F_i$  проводився за формулами (2.9)...(2.12):

$$F_1 = \pi \left( \left[ \frac{r_1 + r_2}{2} \right]^2 - r_e^2 \right), \quad (2.9)$$

$$F_2 = \pi \left( \left[ \frac{r_2 + r_3}{2} \right]^2 - \left[ \frac{r_1 + r_2}{2} \right]^2 \right), \quad (2.10)$$

$$F_3 = \pi \left( \left[ \frac{r_3 + r_4}{2} \right]^2 - \left[ \frac{r_2 + r_3}{2} \right]^2 \right), \quad (2.11)$$

$$F_4 = \pi \left( r_{\text{ш}}^2 - \left[ \frac{r_3 + r_4}{2} \right]^2 \right), \quad (2.12)$$

$F_{\text{ш}}$  – площа поверхні шайби,  $\text{м}^2$ :

$$F_{\text{ш}} = \sum_{i=1}^4 F_i = \pi (r_{\text{ш}}^2 - r_e^2). \quad (2.13)$$

За визначеним значенням  $m$  за виразом (2.6) розраховувався параметр  $\psi$ , а потім за залежністю (2.3) – величина тепловтрат  $Q_{\text{втр}}$ .

Кількість теплоти, що відводилася від тепловіддаючої поверхні розраховувалася на основі теплового балансу:

$$Q_{\text{відв}} = Q_{\text{підв}} - Q_{\text{втр}}. \quad (2.14)$$

Густина відведеного теплового потоку:

$$q_{\text{відв}} = \frac{4Q_{\text{відв}}}{\pi d_e^2}. \quad (2.15)$$

Коефіцієнт тепловіддачі при кипінні розраховувався згідно закону Ньютона-Ріхмана:

$$\alpha = \frac{q_{\text{відв}}}{T_e - T_5}. \quad (2.16)$$

### 2.1.3 Температурні характеристики тепловіддаючої поверхні при кипінні в умовах обмеженого простору

В результаті експериментальних досліджень були отримані криві кипіння для великих гладких, малих гладких та пористих поверхонь в обмежених умовах та в умовах великого об'єму.

На рис. 2.11 представлені криві кипіння води на гладкій поверхні значного розміру для різних відстаней між тепловіддаючою та обмежуючою поверхнями.

Аналізуючи отримані дані можна зробити висновок про те, що висота значною мірою впливає на характер кривої кипіння. При незначних теплових потоках перегрів поверхонь тим менший, чим менша відстані від неї до обмежувача.

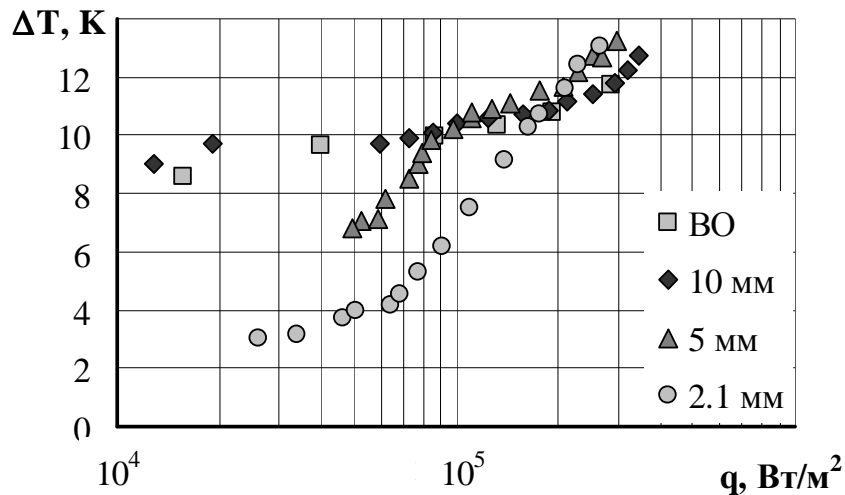


Рис. 2.11. Криві кипіння води для гладкої поверхні великого розміру.

Скоріш за все, це можна пояснити таким чином. При незначних висотах, парові бульбашки накопичуючись під обмежувачем, утворюють єдину парову хмару. Шар рідини під цією хмарою відносно невеликий. Внаслідок цього, крім відведення теплоти кипінням, відбувається випаровування рідини з поверхні розподілу фаз. Процес відведення теплоти стає більш інтенсивним і температура поверхні зменшується.

В області високих теплових потоків спостерігається обернена картина. Зменшення розміру вільного простору призводить до збільшення перегріву поверхні. Це можна пояснити тим, що при значних теплових потоках генерується велика кількість пари. При невеликих розмірах вільного простору, утворена пара займає його майже повністю, внаслідок чого доступ рідини до центрів пароутворення ускладнюється, і поверхня перегрівається.

На рис. 2.12 представлені криві кипіння для гладкої поверхні малого розміру. Характер кривих аналогічний характеру кривих для поверхні великих розмірів.

Пов'язане це також із наявністю єдиного парового утворення під обмежувачем. Слід, однак, зазначити, що від величини тепловіддаючої поверхні залежить те, при яких висотах змінюватиметься положення кривої по відношенню до кривої кипіння у великому об'ємі. Так, чим менший

діаметр тепловіддаючої поверхні, тим при менших висотах проявлятися вплив.

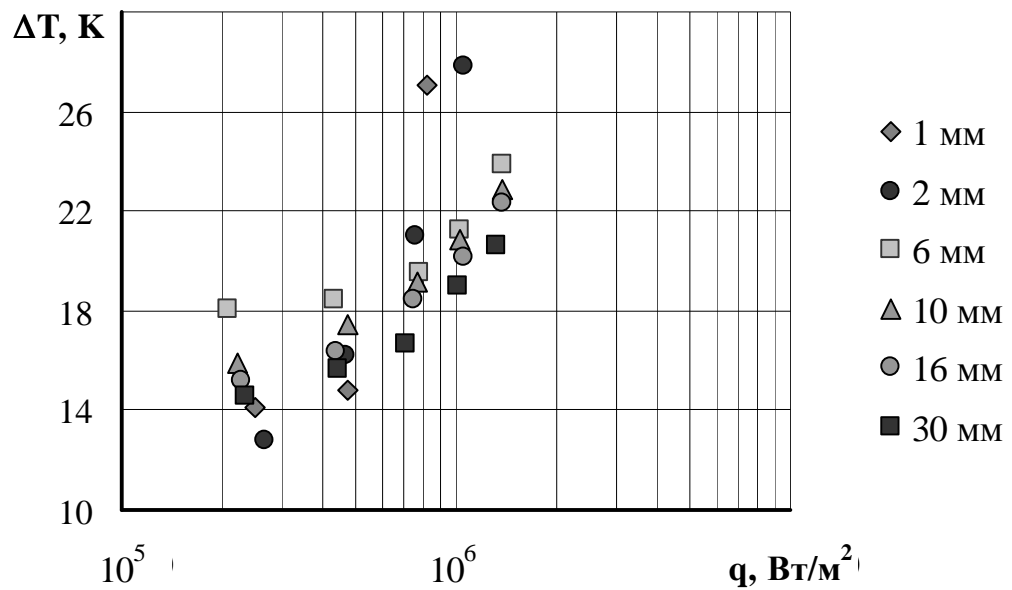


Рис. 2.12. Криві кипіння води для гладкої поверхні малого розміру діаметром  $1,73 \cdot 10^{-3}$  м.

Аналіз експериментальних даних показав, що зміна висоти вільного простору найменше впливає на характер кривої кипіння для поверхонь із пористим покриттям (рис. 2.13). Це пов'язано із тим, що парове утворення, що виникає над пористою поверхнею (рис. 2.14) впливає найбільше на процеси переносу рідини та пари у об'ємі вільної рідини, тобто ззовні пористого покриття, в той час як процес кипіння відбувається всередині.

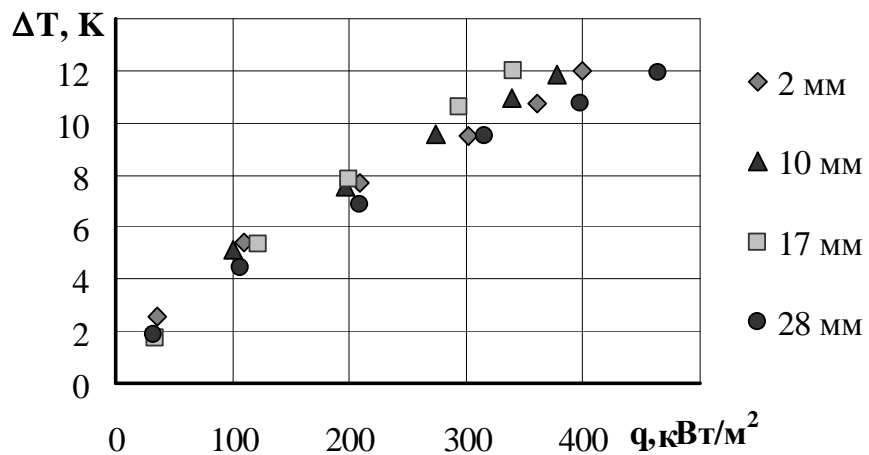


Рис. 2.13. Криві кипіння води для поверхні із пористим покриттям.

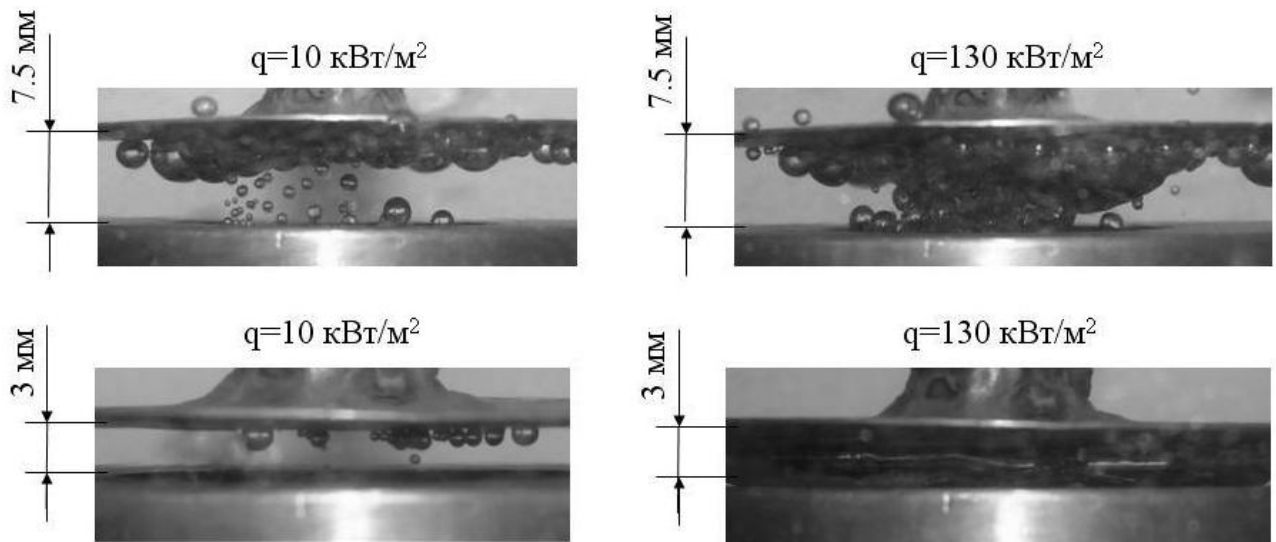


Рис.2.14. Візуалізація процесу кипіння на пористій структурі в обмежених умовах.

При цьому зменшення висоти вільного простору над пористим покриттям призводить до збільшення перегріву поверхні і, відповідно, зниженню інтенсивності тепловіддачі. Вплив обмеженості тим більше, чим вище густина відведеного теплового потоку. Погіршення умов тепловідведення при високих теплових потоках пов'язано, ймовірно, із певним погіршенням умов підтоку рідини до верхньої частини пористого покриття.

#### 2.1.4 Інтенсивність тепловіддачі при кипінні у великому об'ємі та в умовах обмеженого простору

Одним із основних факторів, що впливає на інтенсивність тепловіддачі, є геометричні розміри елементів, від яких відводиться теплота. Аналізуючи вплив діаметра тепловіддаючої поверхні на процес кипіння, можна відзначити, що при незначних перегрівах відносно температури насичення тепловий потік тим вищий, чим більше діаметр поверхні. Це, ймовірно, можна пояснити впливом кількості активних центрів пароутворення. Так, на поверхні діаметром  $4,94 \cdot 10^{-3}$  м візуально спостерігалось два активних ЦПО, в

той час як на менших поверхнях їх було по одному. З цієї ж причини, при низьких теплових потоках коефіцієнти тепловіддачі на поверхні  $4,94 \cdot 10^{-3}$  м були вище (рис. 2.15).

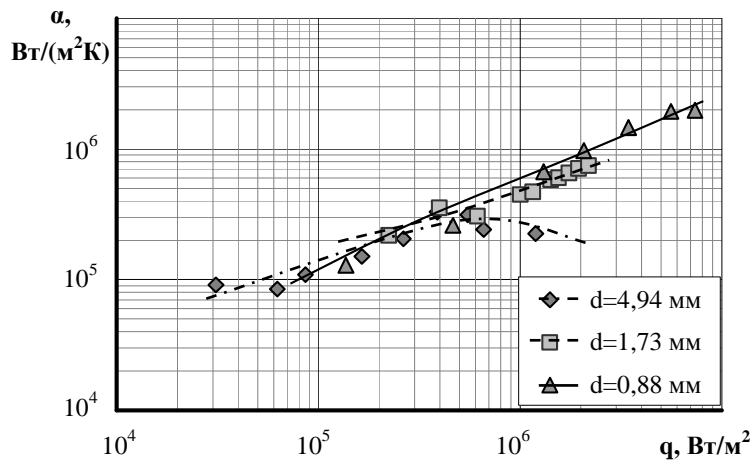


Рис. 2.15. Інтенсивність тепловіддачі при кипінні у великому об'ємі на поверхні малого розміру.

Однак при збільшенні потужності вплив кількості ЦПО нівелюється, і характерним є збільшення відведеної потужності із зменшенням діаметра тепловіддаючої поверхні (рис. 2.16). Це можна пояснити як тим, що при зменшенні діаметра відбувається зменшення товщини теплового і гідродинамічного пограничних шарів, а також тим, що при менших розмірах тепловіддаючої поверхні рідина більш вільно може надходити до ЦПО.

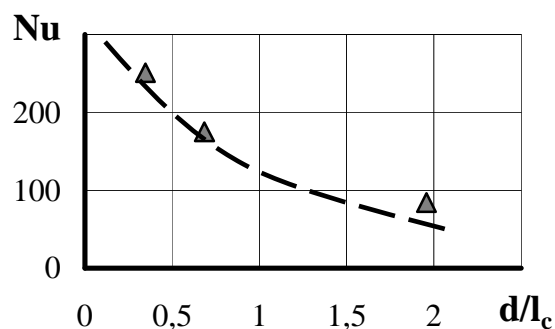


Рис. 2.16. Вплив діаметра тепловіддаючої поверхні на інтенсивність тепловіддачі при кипінні води у великому об'ємі (при  $Re \approx 8,3 \cdot 10^3$ ).

Вплив висоти вільного простору на інтенсивність тепловіддачі при кипінні є неоднозначним.



Так, для гладких поверхонь (рис. 2.17, 2.18) при висотах більше за  $10 \cdot 10^{-3}$  м, відстань між обмежуючою поверхнею та поверхнею тепловіддачі майже не впливає на інтенсивність тепловіддачі.

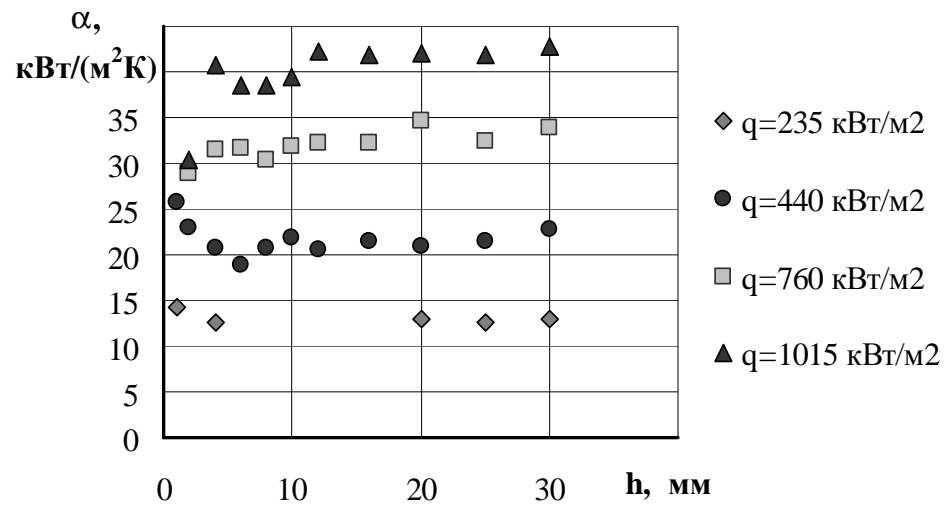


Рис. 2.17. Вплив висоти вільного простору на інтенсивність тепловіддачі при кипінні гладкій на поверхні малого розміру.

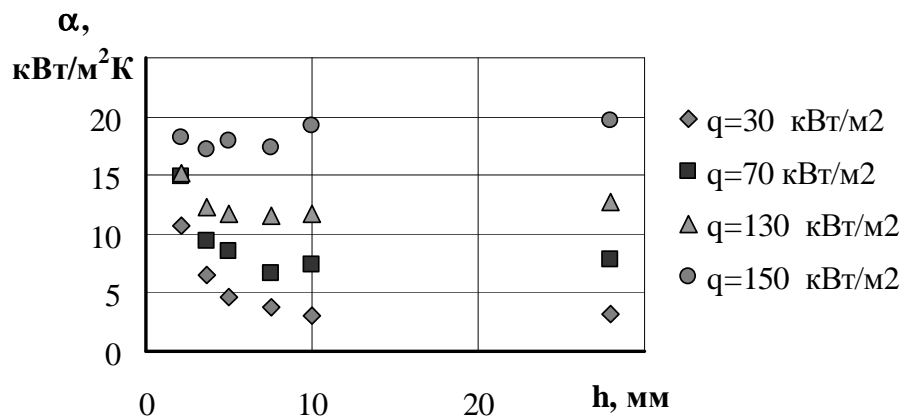


Рис. 2.18. Вплив висоти вільного простору на інтенсивність тепловіддачі при кипінні на гладкій поверхні великого розміру.

Подальше зменшення відстані призводить, в залежності від густини теплового потоку, або до зменшення коефіцієнту тепловіддачі внаслідок утворення парової хмари і погіршення умов підтоку рідини до охолоджуваної поверхні, або до збільшення коефіцієнту тепловіддачі внаслідок дії капілярних сил у щілині між обмежувачем та тепловіддаючою поверхнею.

Слід зазначити, що зміна коефіцієнта тепловіддачі із зменшенням висоти над пористим покриттям також має немонотонний характер (рис. 2.19). Так, при зменшенні висоти до обмежувача (порядку  $7,5 \cdot 10^{-3} - 10 \cdot 10^{-3}$  м для води) інтенсивність теплопроводу, на відміну від кипіння на гладкій поверхні, знижувалась до мінімального значення. Подальше зменшення відстані між поверхнею тепловіддачі та жорстким обмежувачем приводила до незначного збільшення інтенсивності тепловіддачі, яка, однак, не досягала величини коефіцієнта тепловіддачі при кипінні у великому об'ємі. Було відмічено, що чим вище густина теплового потоку, тим більшим є зниження коефіцієнта тепловіддачі.

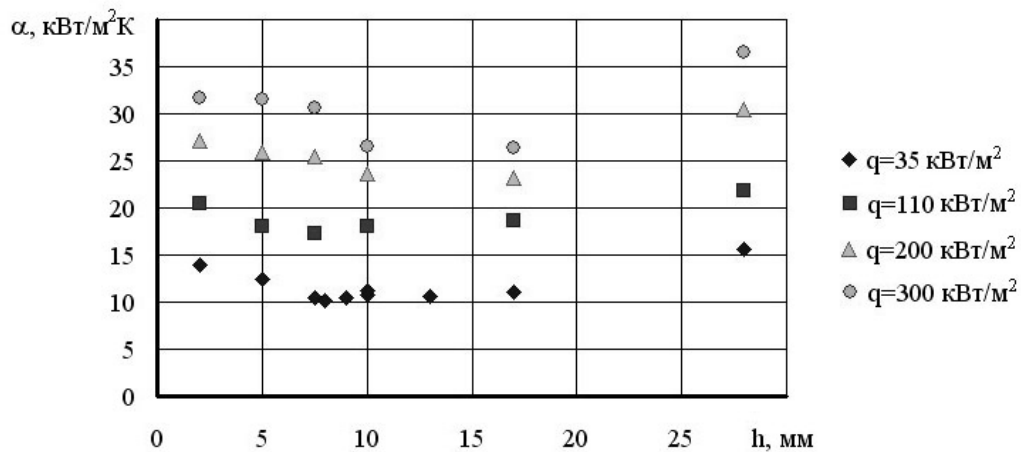


Рис. 2.19. Залежність коефіцієнта тепловіддачі від висоти вільного простору над пористою поверхнею тепловіддачі.

Дане явище пояснюється тим, що при зменшенні відстані між пористим покриттям та обмежувачем об'єму до деякої величини відбувається погіршення умов доступу теплоносія до пористої структури. Так, при кипінні у великому об'ємі рідина надходить до пористої структури як з торцевих боків, так і зверху. При зменшенні висоти парові бульбашки накопичуються під обмежуючою поверхнею, тим самим зменшуючи прохідний перетин для доступу рідини (рис. 2.14). Подальше зменшення величини вільного простору може призвести до того, що в утвореному каналі починають діяти капілярні сили, які підсилюють підсмоктування рідини із зовнішнього об'єму

до області кипіння, що і приводить до незначного зростання інтенсивності тепловіддачі.

Зменшення ступеня інтенсифікації теплообміну при зниженні відстані між пористим покриттям та обмежувачем можна пояснити таким чином. При підвищенні теплового потоку кількість парових бульбашок під обмежуючою поверхнею збільшується. У випадку незначних відстаней вони можуть зливатися в єдине парове утворення, внаслідок чого доступ теплоносія до пористого покриття суттєво затрудняється і здійснюється переважно з бокових сторін. В зв'язку з цим центральна область пористої структури може запарюватися або осушуватися, що і призводить до збільшення температури поверхні, зниженню інтенсивності тепловіддачі і, при значних густинах теплового потоку, кризи тепловіддачі.

Не дивлячись на погіршення умов тепловіддачі, порівняння з даними, отриманими для гладкої поверхні, показало, що нанесення пористого покриття призводить до інтенсифікації теплообміну при кипінні, причому коефіцієнт тепловіддачі збільшується в 1,2...4 рази (рис. 2.20).

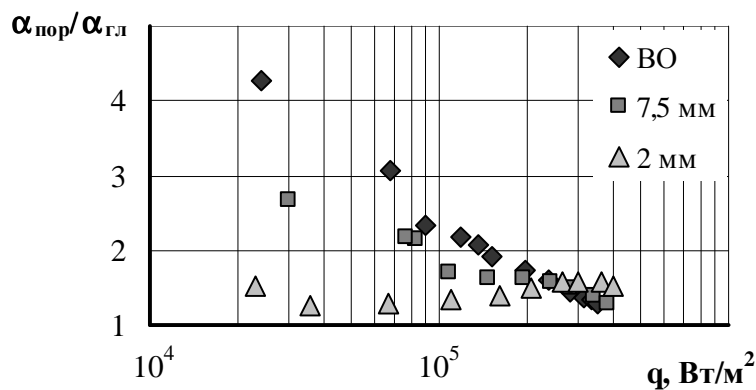


Рис. 2.20. Співвідношення коефіцієнтів тепловіддачі при кипінні на пористій та гладкій поверхні в різних умовах.

Кут нахилу поверхні тепловіддачі також впливає на інтенсивність тепловіддачі в обмежених умовах. Встановлено, що відхилення від горизонтального положення ( $0^\circ$ ) призводить до зниження інтенсивності тепловіддачі (рис. 2.21). При цьому зменшення відстані між пористою

поверхнею та обмежувачем призводить до зменшення ступеня впливу кута нахилу. Так, при кипінні у великому об'ємі при густині відведеної потужності  $200 \text{ кВт/м}^2$  нахил на  $10^\circ$  привів до зниження інтенсивності тепловіддачі в 1,5 рази, в той час як при відстані  $10 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  – всього в 1,2 рази.

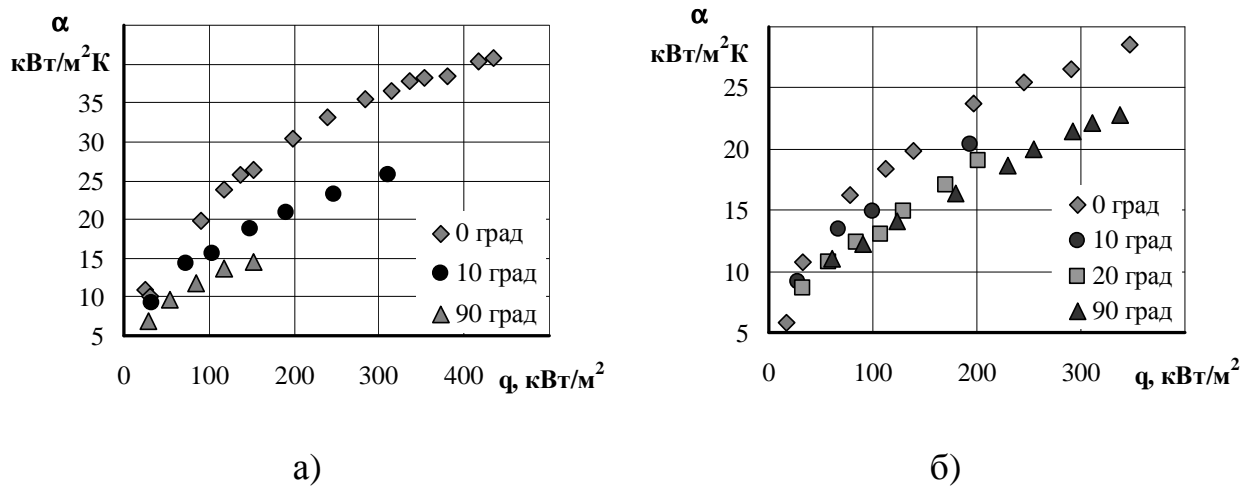


Рис. 2.21. Вплив висоти вільного простору на інтенсивність тепловіддачі при кипінні на пористому покритті: а) великий об'єм; б) відстань  $10 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ .

Це можна пояснити наступним. При кипінні у великому об'ємі збільшення кута нахилу поверхні призводить до того, що доступ рідини до пористої структури затрудняється через рух парових бульбашок, які відриваються від центрів пароутворення в нижній частині пористого покриття. При зменшенні відстані між поверхнею тепловіддачі та обмежувачем доступ теплоносія ускладнюється в порівнянні з великим об'ємом, але при цьому утворюється своєрідний канал, в якому за рахунок виходу із нього парових бульбашок відбувається більш інтенсивна циркуляція теплоносія. Причому чим більше кут нахилу, тим інтенсивніше рух парових бульбашок.

## 2.2 Фізична модель процесу кипіння в умовах обмеженого простору

### 2.2.1 Основні припущення.

Розглянемо процес кипіння на пористій поверхні в умовах обмеженого простору. Для створення моделей приймемо такі припущення:

- 1) розміри елементарної поверхні, що розглядається, такі, що впливом крайових ефектів можна знехтувати;
- 2) поверхня теплообміну та поверхня, що обмежує об'єм розташовані горизонтально у полі дії масових сил;
- 3) обмежуюча поверхня є адіабатною, тобто теплообміну між нею та рідиною і парою не відбувається;
- 4) зона відведення теплоти знаходиться на певному віддаленні від зони підведення теплоти, проте рух гарячого теплоносія або пари та повернення холодної рідини має місце;
- 5) будь-який вимушений направлений рух теплоносія системі відсутній. Рух викликається лише дією масових та капілярних сил та перепадами тиску між зонами підведення та відведення теплоти;
- 6) пориста структура є метало-волокнистою, тобто існує певна неоднорідність у діаметрах пір;
- 7) термічним опором між несучою стінкою та пористим покриттям нехтуємо, тобто контакт між ними вважаємо ідеальним;
- 8) розтічками теплоти вздовж капілярної структури можна знехтувати;
- 9) процеси стаціонарні.

В залежності від густини теплового потоку, що відводиться, а також висоти, на якій розташований обмежувач, можна виділити такі характерні режими теплообміну:

- конвективний перенос теплоти при низьких густинах теплових потоків;
- кипіння при відсутності впливу парової хмари біля обмежувача;
- кипіння при наявності впливу парової хмари біля обмежувача.

Розглянемо ці режими більш детально.

### 2.2.2 Конвективний перенос теплоти при низьких густинах теплових потоків, що підводяться

При підведенні густин теплових потоків менших за густину теплового потоку початку кипіння ( $q < q_{\text{пк}}$ ) процес передачі теплоти здійснюється крізь

пористу поверхню за рахунок теплопровідності, а далі до теплоносія – конвекцією. При цьому рухом теплоносія у пористій структурі можна знехтувати внаслідок її значного, в порівнянні із каналом, гідравлічного опору. У каналі внаслідок дії гравітаційних сил відбувається розшарування теплоносія на протилежно направлені гарячий  $w_{гор}$  та холодний потоки  $w_{хол}$  (рис. 2.22).

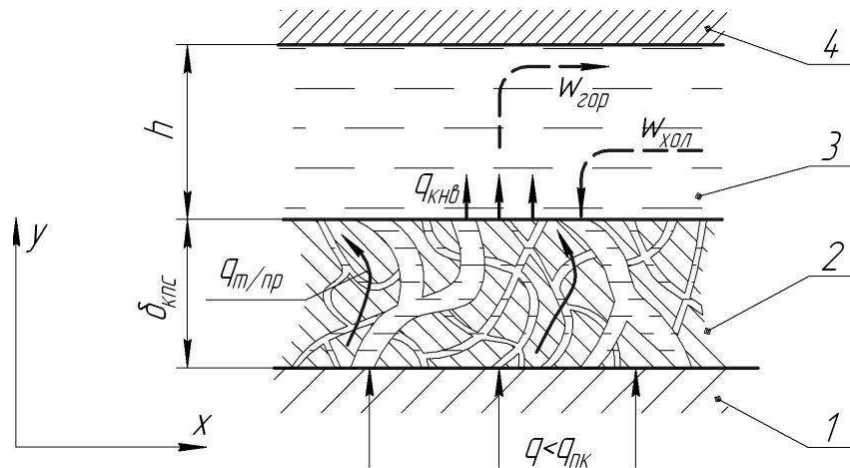


Рис. 2.22. Модель переносу теплоти при  $q < q_{пк}$  : 1 – несуча стінка; 2 – пористе покриття; 3 – теплоносій; 4 – обмежувач.

В даному випадку, процес переносу теплоти можна розглядати як процес теплопередачі від гладкої стінки до потоку у каналі, утвореному стінкою та обмежувачем. Для описання процесу тепломасообміну можна використати такі рівняння:

1) диференційне рівняння теплопровідності, що з врахуванням припущень 8-10 матиме вигляд:

$$\frac{d^2 T_c}{dy^2} = 0, \quad (2.17)$$

тут  $T_c$  – температура структури, К;

$y$  – поперечна координата (рис. 2.22), м;

Граничні умови (ГУ) для даного рівняння мають вигляд:

- на границі  $y=0$  задаються ГУ II роду:

$$q_{\text{підв}} = -\lambda_{\text{еф}} \cdot \frac{dT_c}{dy} \Big|_{y=0}, \quad (2.18)$$

де  $q_{\text{підв}}$  – густина теплового потоку, що підводиться, Вт/м<sup>2</sup>;

- на границі  $y=\delta_{\text{кпс}}$  – ГУ III роду:

$$-\lambda_{\text{еф}} \frac{\partial T_c}{\partial y} \Big|_{y=\delta_{\text{кпс}}} = \alpha_{\text{кнв}} (T_c - T_p), \quad (2.19)$$

тут  $\lambda_{\text{еф}}$  – ефективна теплопровідність насиченої капілярної структури, що може бути визначена за методиками, приведеними в літературі, зокрема в [38, 102], Вт/(м·К);  $\alpha_{\text{кнв}}$  – коефіцієнт тепловіддачі конвекцією, Вт/м<sup>2</sup>К;  $T_p$  – температура рідини, К.

Коефіцієнт тепловіддачі наближено можна визначити в залежності від отримуваних швидкостей руху як для випадку тепловіддачі при вимушеній конвекції від горизонтальної пластини при ламінарному режимі течії або як для тепловіддачі при вільній конвекції від горизонтальної пластини.

2) двовимірне диференціальне рівняння руху для ламінарного режиму течії з врахуванням дії масових сил, що матиме вигляд:

$$\rho_0(1-\beta v) \left( w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p \left( \frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \right); \quad (2.20)$$

$$\rho_0(1-\beta v) \left( w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} \right) = -\rho_0(1-\beta v)g + \mu_p \left( \frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} \right), \quad (2.21)$$

тут  $w_x, w_y$  – відповідні проекції швидкості рідини на осі  $x, y$ , м/с;

$\rho_0$  – густина при температурі  $T_{p0}$ , кг/м<sup>3</sup>;  $\beta$  – об'ємний коефіцієнт розширення, 1/К;  $v=T_{p0}-T_p$  – локальний перегрів рідини, К;

$\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}$  - відповідно повздовжній та поперечний градієнти тиску, Па/м.

В якості граничних умов можна прийняти умови прилипання рідини на стінках, також слід враховувати наявність зустрічного руху теплоносія.

3) рівняння нерозривності для рідини із непостійною густиною:

$$\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} = 0; \quad (2.22)$$

4) двовимірне рівняння енергії для теплоносія:

$$(1 - \beta v) \left( w_x \frac{\partial T_p}{\partial x} + w_y \frac{\partial T_p}{\partial y} \right) = \frac{\lambda_p}{c_p \rho_0} \left( \frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_p}{\partial y^2} \right). \quad (2.23)$$

### 2.2.3 Кипіння при відсутності впливу парової хмари біля обмежувача

При збільшенні густини теплового потоку до величини більших, за  $q_{пк}$  у пористій структурі поблизу стінки починається кипіння. Поступово пара витісняє із деяких пор капілярної структури рідину і на поверхні затопленої КС починають утворюватися парові бульбашки. Генерація пари у товщі КПС підтримується за рахунок підведення капілярними силами до місця контакту стінки із КПС рідини по порам, не зайнятим паром. Крім цього, пара утворюється за рахунок випаровування плівки рідини, що розташована на стінках парогенеруючих пір [102].

Парові бульбашки, що відриваються від КПС і спливають, затримуються біля обмежувача. Внаслідок накопичення бульбашок, вони можуть зливатися у єдине парове утворення – парову хмару.

У випадку, коли обмежувач розташований на значній відстані від поверхні капілярної структури, або кількість парових бульбашок незначна, внаслідок чого незначні і розміри парового утворення, його впливом на процеси кипіння на пористій поверхні можна знехтувати.



Дослідне було встановлено, що відстань між поверхнею КПС та границею розподілу фаз під обмежувачем, при якій впливом обмеженості можна знехтувати становить  $\frac{h - h_{\text{хм}}}{l_c} = 9 - 10$  (рис. 2.23).

У цьому випадку процеси, що мають місце, можна описати, використовуючи такі рівняння.

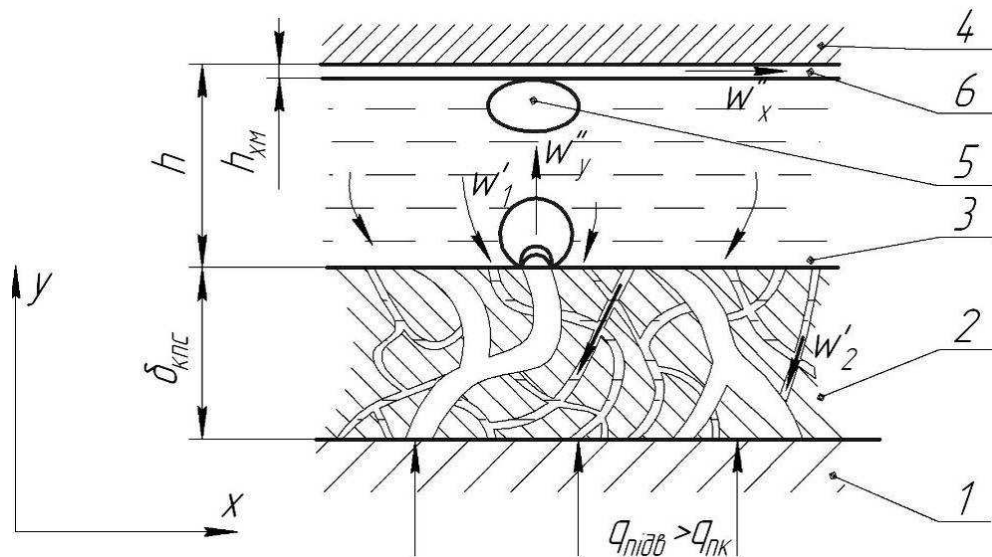


Рис. 2.23. Модель тепломасопереносу при кипінні на пористій структурі без впливу парової хмари під обмежувачем: 1 – несуча стінка; 2 – пористе покриття; 3 – теплоносій; 4 – обмежувач; 5 – парові бульбашки; 6 – парова хмара.

1) Рівняння двофазної фільтрації:

$$\frac{4\sigma}{D_{\text{екв}}} - \frac{v_p \cdot q_{\text{підв}} \cdot \delta_{\text{кпс}} \cdot k_1}{K_0 \cdot K_2(1-W) \cdot r} - \left[ \frac{q_{\text{підв}}}{r(1-W)} \right]^2 \frac{1}{\rho_p} - \frac{v_p \cdot q_{\text{підв}} \cdot \delta_{\text{кпс}} \cdot k_2}{K_0 \cdot K_1(W) \cdot r} \geq 0, \quad (2.24)$$

тут  $v_p, v_p$  – коефіцієнти кінематичної в'язкості рідини та пари, відповідно;  $K_0$  – повна проникність пористої структури;  $K_1(W), K_2(1-W)$  – відносні фазові проникності по рідині та по парі;  $W$  – вологонасиченість КПС;  $k_1, k_2$  – коефіцієнти, що враховують можливу нерівномірність густин масових потоків пари та рідини внаслідок нерівномірності теплового потоку  $q_{\text{підв}}$ ;  $D_{\text{екв}}$  – еквівалентний діаметр пір.

2) Рівняння мінімуму гідравлічних опорів при двофазній фільтрації:

$$\frac{v_p \cdot k_1}{K_2^2(1-W)} \frac{\partial[K_2(1-W)]}{\partial W} + \frac{v_p \cdot k_1}{K_1^2(W)} \frac{\partial[K_1(W)]}{\partial W} \frac{4\sigma}{D_{\text{екв}}} -$$

$$- 2K_0 \left( \frac{q_{\text{підв}}}{r \cdot \rho_p} \right)^2 \frac{\rho_p}{(1-W)^3 \cdot \delta_{\text{кпс}}} = 0 \quad (2.25)$$

3) Для визначення проникностей в рівняннях (2.24), (2.25) використовується наступна система:

$$\begin{cases} K_1(W) = 0 & 0 \leq W \leq 0,2; \\ K_1(W) = \left( \frac{W - 0,2}{0,8} \right)^{3,5} & W > 0,2; \\ K_2(W) = \left( \frac{0,9 - W}{0,9} \right)^{3,5} & 0 \leq W \leq 0,8; \\ K_2(W) = 0 & W > 0,8. \end{cases} \quad (2.26)$$

Також систему необхідно доповнити рівняннями руху та енергії для рідкої та парової фази в області поза пористим покриттям, рівняннями нерозривності по кожній із фаз та відповідними граничними умовами.

#### 2.2.4 Кипіння при наявності впливу парової хмари біля обмежувача

У випадках, коли відстань між обмежувачем та поверхнею пористою структури є достатньо малою  $h/l_c < 10$  (рис.2.24) або густина підведеного теплового потоку – великою, парові бульбашки, що утворюються, об'єднуються у парову хмару, яка впливає на процеси пароутворення на пористій поверхні.

Внаслідок того, що парова хмара займає певну частину перерізу каналу, утвореного між обмежувачем та пористою структурою, дещо ускладнюється доступ рідини до капілярної структури. Це відбувається внаслідок взаємодії пари та рідини на границі розподілу фаз, а саме підгальмування рідини протилежно напрямленим потоком пари.

При подальшому зменшенні відстані або збільшенні теплового потоку, парове утворення буде займати все більшу частину перерізу, аж поки не займе його цілком. Після цього транспорт рідини буде здійснюватися лише за рахунок капілярних сил в поздовжньому напрямку, в той час як в поперечному напрямку транспорт рідини не відбуватиметься.

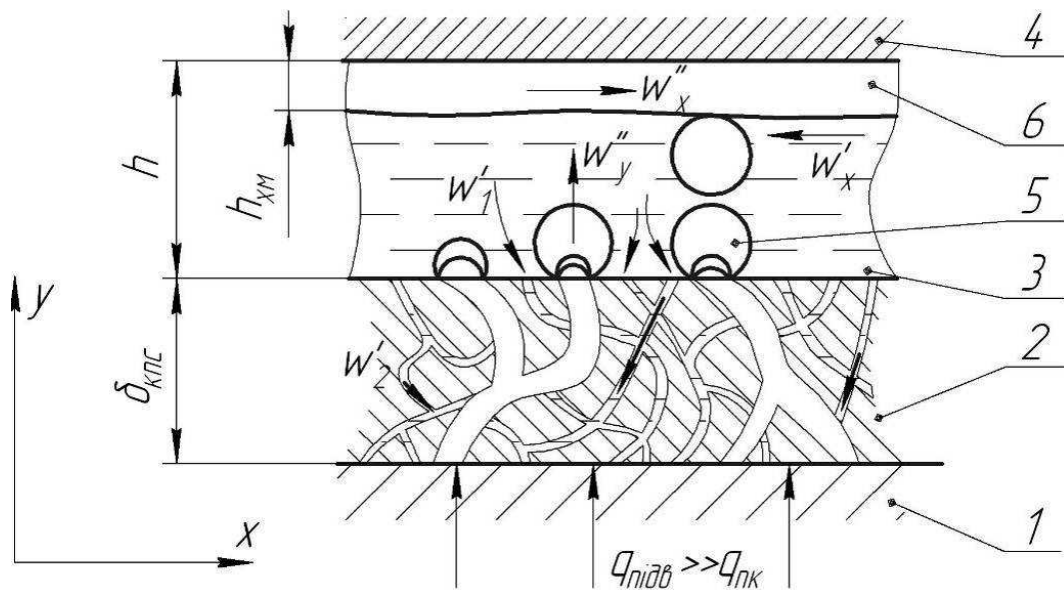


Рис 2.24. Модель масопереносу при кипінні на пористій структурі при наявності впливу парової хмари під обмежувачем: 1 – несуча стінка; 2 – пористе покриття; 3 – теплоносій; 4 – обмежувач; 5 – парові бульбашки; 6 – парова хмара.

В зв'язку з цим центральна область пористої структури може запарюватися або осушуватися, що призводить до збільшення температури поверхні, зниженню інтенсивності тепловіддачі і, при значних густинах теплового потоку, кризи тепловіддачі.

У випадку, коли між обмежувачем та поверхнею пористого покриття є і рідина, і парова хмара процес тепломасопереносу можна описати за допомогою рівнянь (2.24)...(2.26), доповнивши їх рівняннями руху та енергії для рідкої та парової фази в області поза пористим покриттям, а також рівнянням Нав'є-Стокса для пари в межах парового утворення та рівняннями

взаємодії пари та рідини на границі розподілу фаз із відповідними граничними умовами, зокрема повинні виконуватися рівності температур, швидкостей та балансу маси.

У випадку, коли парове утворення займає весь можливий переріз, система рівнянь матиме вигляд:

1) Рівняння двофазної фільтрації:

$$\frac{4\sigma}{D_{\text{екв}}} - \frac{v_{\text{п}} \cdot q_{\text{підв}} \cdot \delta_{\text{кпс}} \cdot k_1}{K_0 \cdot K_2(1-W) \cdot r} - \left[ \frac{q_{\text{підв}}}{r(1-W)} \right]^2 \frac{1}{\rho_{\text{п}}} - \frac{v_{\text{р}} \cdot q_{\text{підв}} \cdot k_2 \cdot L_0}{K_0 \cdot K_1(W) \cdot r \cdot \delta_{\text{кпс}}} - \Delta p_0 \geq 0, \quad (2.27)$$

тут  $L_0$  – характерна довжина «транспорту» рідини;  $v_{\text{р}}$ ,  $v_{\text{п}}$  – коефіцієнти кінематичної в'язкості рідини та пари, відповідно;  $\Delta p_0$  – сумарні втрати тиску у КПС, що визначаються за формулою:

$$\Delta p_0 = \Delta p_{\text{р}} + \Delta p_{\text{п}} - \Delta p_{\text{м}}, \quad (2.28)$$

тут  $\Delta p_{\text{р}}$  – втрати на тертя у КПС при течії рідини;  $\Delta p_{\text{п}}$  – втрати на тертя у КПС при течії пари;  $\Delta p_{\text{м}}$  – втрати тиску за рахунок дії масових сил.

2) Рівняння для визначення насиченості пористої структури:

$$\begin{aligned} \frac{v_{\text{п}}}{K_2^2(1-W)} \frac{\partial [K_2(1-W)]}{\partial W} \cdot k_1 \cdot \delta_{\text{кпс}} + \frac{v_{\text{р}} \cdot k_1}{K_1^2(W)} \frac{\partial [K_1(W)]}{\partial W} \frac{L_0^2}{\delta_{\text{кпс}}} - \\ - 2K_0 \left( \frac{q_{\text{підв}}}{r \cdot \rho_{\text{п}}} \right)^2 \frac{\rho_{\text{п}}}{(1-W)^3} = 0 \end{aligned} \quad (2.29)$$

Для визначення значень  $K_i(W)$  необхідно використовувати систему (2.26).

3) рівняння руху парової фази ззовні капілярно-пористої структури:

$$w''_{\text{x}} \frac{\partial w''_{\text{x}}}{\partial x} + w''_{\text{y}} \frac{\partial w''_{\text{x}}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_{\text{п}}} \frac{\partial p_{\text{п}}}{\partial x} + v_{\text{п}} \left( \frac{\partial^2 w''_{\text{x}}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w''_{\text{x}}}{\partial y^2} \right); \quad (2.30)$$

$$w_x'' \frac{\partial w_y''}{\partial x} + w_y'' \frac{\partial w_y''}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_{\pi}} \frac{\partial p_{\pi}}{\partial y} + v_{\pi} \frac{\partial^2 w_y''}{\partial y^2}, \quad (2.31)$$

тут  $w_x''$ ,  $w_y''$  - відповідні проекції швидкості пари на осі  $x$ ,  $y$ .

Граничні умови для рівняння Нав'є-Стокса можуть бути використані такі:

$$w_x''|_{y=\delta_{\text{кпс}}} = 0, \quad (2.32)$$

$$w_x''|_{y=\delta_{\text{кпс}}+h} = 0, \quad (2.33)$$

$$w_y''|_{y=\delta_{\text{кпс}}} = \frac{q_{\text{підв}}}{r \cdot \rho_{\pi}}, \quad (2.34)$$

$$w_y''|_{y=\delta_{\text{кпс}}+h} = 0, \quad (2.35)$$

4) рівняння нерозривності для пари:

$$\frac{\partial w_x''}{\partial x} + \frac{\partial w_y''}{\partial y} = 0; \quad (2.36)$$

5) двовимірне рівняння енергії для пари ззовні КПС:

$$w_x'' \frac{\partial T_{\pi}}{\partial x} + w_y'' \frac{\partial T_{\pi}}{\partial y} = \frac{\lambda_{\pi}}{c_{p\pi} \rho_{\pi}} \left( \frac{\partial^2 T_{\pi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_{\pi}}{\partial y^2} \right); \quad (2.37)$$

Всі приведені вище системи необхідно замикати за допомогою граничних умов, допоміжних рівнянь або вводити додаткові обмеження, оскільки в даному вигляді вони не можуть бути розв'язані аналітично через значну кількість факторів, що впливають на досліджувані процеси. Тому в даній роботі було проведено аналіз розмірності наведених рівнянь, визначені

характерні безрозмірні комплекси і на їх основі отримані емпіричні залежності.

### 2.2.5 Узагальнення результатів дослідження інтенсивності тепловіддачі при кипінні в умовах обмеженого простору

Узагальнюючи отримані дослідні дані по кипінню на поверхнях малого розміру при кипінні у великому об'ємі, була отримана критерійна залежність такого вигляду:

$$Nu = 0,184 \cdot Re^{0,718} \cdot \left( \frac{d}{l_c} \right)^{-0,314} \cdot Pr^{0,45}, \quad (2.38)$$

тут  $w = \frac{q}{r \cdot \rho''}$  – швидкість пароутворення, м/с.

Всі теплофізичні властивості приймаються по температурі насичення робочої рідини. В якості характерного розміру є капілярна стала.

Залежність (2.38) можна використовувати для поодиноких тепловіддаючих поверхонь діаметром від  $0,8 \cdot 10^{-3}$  м до  $5,0 \cdot 10^{-3}$  м в діапазоні густин теплових потоків від  $3,1 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup> до  $7,4 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup> при кипінні на них очищеної води та в діапазоні теплових потоків від  $2,7 \cdot 10^5$  Вт/м<sup>2</sup> до  $1,3 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup> при кипінні етилового спирту. Отримана залежність апроксимує більше 80% дослідних даних, при цьому середнє відхилення становить  $\pm 12\%$ , а максимальне не перевищує  $\pm 23\%$ . Приймаючи до уваги складність та певну стохастичність процесу, а також значну кількість факторів, що впливають на процес, отримана точність є достатньою для використання в інженерних розрахунках.

Порівняння розрахункових та експериментальних даних представлено на рис. 2.25...2.26.

Слід зазначити, що формула (2.38) може бути використана лише для умов бульбашкового кипіння.

При збільшенні густини теплового потоку, що підводиться, на тепловіддаючій поверхні активуються нові центри пароутворення (ЦПО). При деякому значенні  $q$ , кількість ЦПО стає такою, що внаслідок інтенсивного пароутворення на них доступ теплоносія до центральної області тепловіддаючої поверхні припиняється, і на ній утворюється суха пляма.

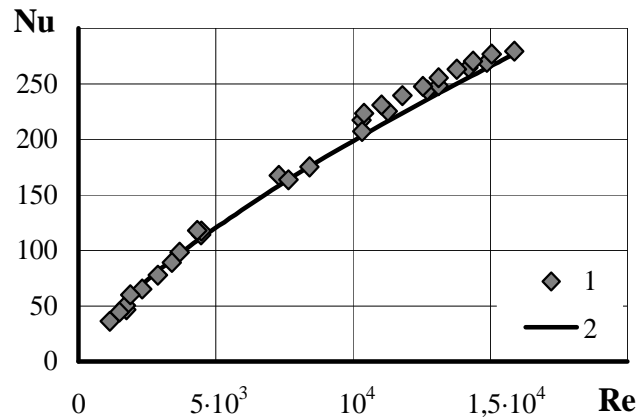


Рис. 2.25. Порівняння експериментальних та розрахункових даних для поверхні діаметром  $1,73 \cdot 10^{-3}$  м при кипінні води у великому об'ємі: 1 – дослідні дані; 2 – результати розрахунків за формулою (2.38).

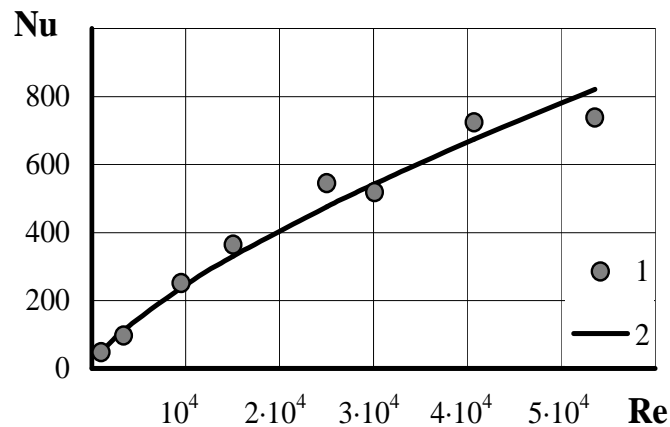


Рис. 2.26. Порівняння експериментальних та розрахункових даних для поверхні діаметром  $0,88 \cdot 10^{-3}$  м при кипінні води у великому об'ємі: 1 – дослідні дані; 2 – результати розрахунків за формулою (2.38).

Ця пляма збільшується в розмірі до тих пір, поки над усією тепловіддаючою поверхнею не утворюється суцільна плівка пари. І оскільки теплопередаючі властивості пари набагато гірші, ніж у рідині, відбувається

зниження інтенсивності передачі теплоти від поверхні з одночасним зростанням її температури. Слід зазначити, що чим менший розмір поверхні, тим більші критичні значення густин теплового потоку.

Отримана узагальнююча залежність не може бути застосована в передкризовій області саме внаслідок зміни механізму кипіння, оскільки розрахункові значення інтенсивності тепловіддачі можуть значно перевищувати реальні (рис. 2.27) при числах Рейнольдса  $Re > 2,5 \cdot 10^5$ ).

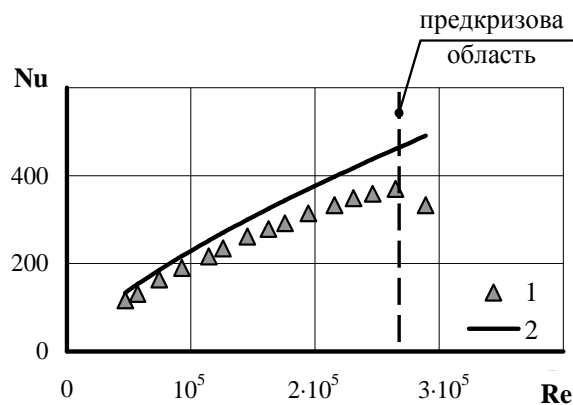


Рис. 2.27. Порівняння експериментальних та розрахункових даних для поверхні діаметром  $1,73 \cdot 10^{-3}$  м при кипінні етанолу у великому об'ємі: 1 – дослідні дані; 2 – результати розрахунків за формулою (2.38).

При кипінні на мікроповерхнях в умовах обмеженого простору формула матиме вигляд:

$$Nu = 0,1 \cdot Re^{0,718} \cdot \left( \frac{d}{l_c} \right)^{-0,314} \cdot \left( \frac{h}{l_c} \right)^{0,05} \cdot Pr^{0,45}, \quad (2.39)$$

де  $h$  – відстань по нормалі від поверхні до обмежуючої поверхні, м.

Формула (2.39) може бути використана в діапазоні висот, що задовольняють умові  $1 \leq \frac{h}{l_c} \leq 10$ . При  $\frac{h}{l_c} > 10$  рекомендовано в розрахунках використовувати залежність (2.38), оскільки вона дає більш точні результати.

При  $\frac{h}{l_c} < 1$  характер зміни коефіцієнта тепловіддачі значною мірою залежить



від густини теплового потоку, що відводиться, і дані не можуть бути апроксимовані однозначною залежністю.

Формула (2.39) узагальнює дослідні дані із середнім відхиленням  $\pm 15\%$  (рис. 2.28), максимальне відхилення не перевищує 25%.

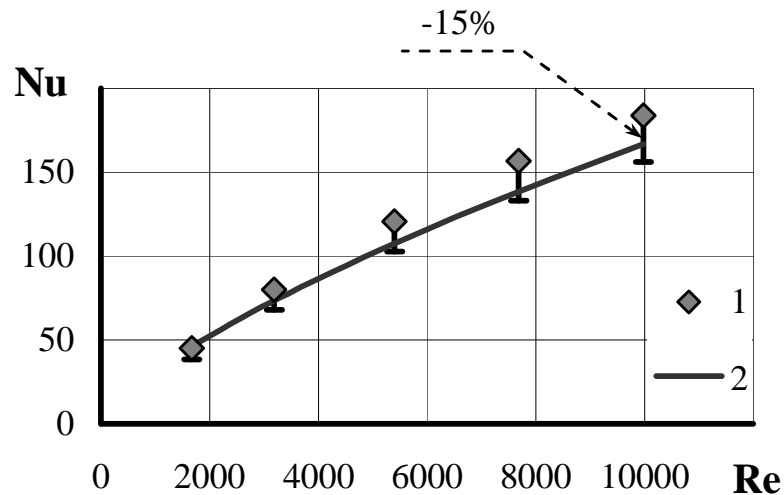


Рис. 2.28. Порівняння експериментальних та розрахункових даних для поверхні діаметром  $1,73 \cdot 10^{-3}$  м при кипінні води при  $\frac{h}{l_c} \approx 6.34$  ( $h=16 \cdot 10^{-3}$  м): 1 – дослідні дані; 2 – результати розрахунків за формулою (2.39).

Також в результаті аналізу експериментальних даних була отримана залежність, що дозволяє розрахувати локальну інтенсивність тепловіддачі від несучої стінки в околі тепловіддаючої поверхні. Залежність має такий вигляд:

$$\alpha_i = \exp \left[ 20,53 \cdot q^{-0,08} \cdot \left( \frac{r_i}{d} \right)^{-0,5} \right], \quad (2.40)$$

тут  $\alpha_i$  – локальний коефіцієнт тепловіддачі;  $r_i$  – поточний радіус;  $q$  – густина теплового потоку, що відводиться кипінням від поверхні малого розміру;  $d$  – діаметр поверхні, м.

Дана залежність може бути використана в тих самих діапазонах величини, що й формула (2.38) та при умові, що несуча стінка має товщину  $(2-10) \cdot 10^{-3}$  м та виконана із матеріалу із теплопровідністю близько

0,04 Вт/(м·К)...0,06 Вт/(м·К). Вона апроксимує дослідні дані із середнім відхиленням  $\pm 20\%$ , причому максимальне відхилення не перевищує  $\pm 30\%$ .

Використовуючи залежність (2.40) можна розрахувати теплоту, що розтікається від тепловіддаючої поверхні у несучу стінку.

Співставлення розрахункових та експериментальних даних представлено на рис. 2.29.

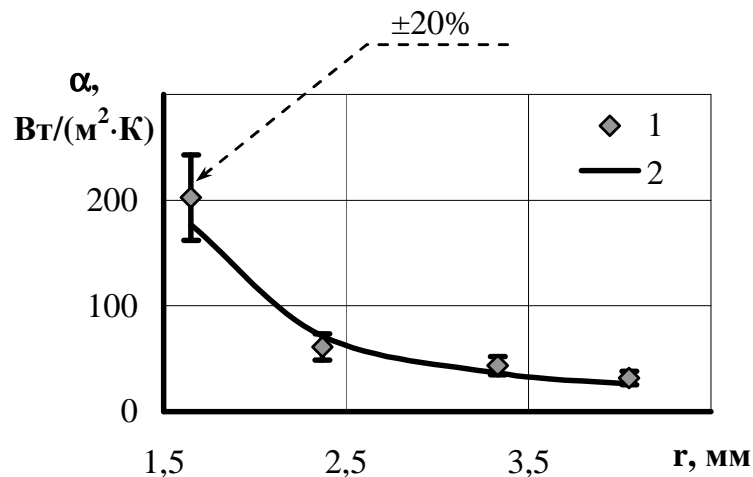


Рис. 2.29. Порівняння експериментальних та розрахункових даних для поверхні діаметром  $1,73 \cdot 10^{-3}$  м при кипінні етанолу у великому об'ємі: 1 – дослідні дані; 2 – результати розрахунків за формулою (2.40).

Також було отримано залежність, що дозволяє розрахувати інтенсивність тепловіддачі при кипінні на горизонтальній метало-волокнистій капілярній структурі товщиною від  $0,7 \cdot 10^{-3}$  м до  $1,0 \cdot 10^{-3}$  м та пористістю від 75% до 85% в обмежених умовах. Залежність має вигляд:

$$\frac{Nu_h}{Nu_{h \rightarrow \infty}} = 0.0067 \left( \frac{h}{l_c} \right)^2 - 0.067 \left( \frac{h}{l_c} \right) + 0.984, \quad (2.41)$$

тут  $Nu_h$  – безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі при кипінні на пористому покритті в обмежених умовах;

$Nu_{h \rightarrow \infty}$  – безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі при кипінні на пористому покритті у великому об'ємі;

$h$  – відстань між верхньою границею пористого покриття і обмежувачем.

Залежність (2.41) може бути використана в діапазоні відношень  $1 \leq \frac{h}{l_c} \leq 10$ .

Значення числа Нусельта при кипінні в умовах великого об'єму  $Nu_{h \rightarrow \infty}$  можна розрахувати, використовуючи наближену формулу, отриману в результаті аналізу дослідних даних:

$$Nu_{h \rightarrow \infty} = 3.58 \cdot Re^{0.47}, \quad (2.42)$$

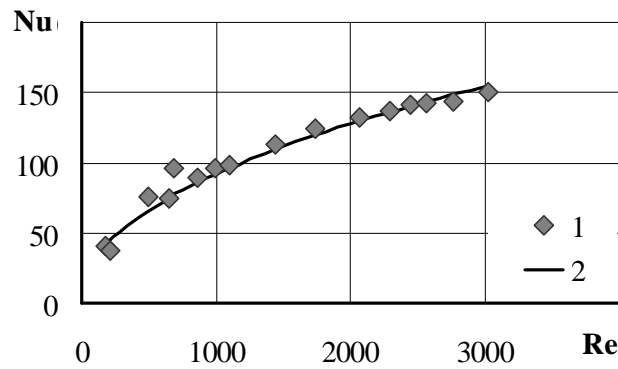
тут у безрозмірних комплексах в якості визначального розміру використовується капілярна стала  $l_c$ .

Залежність (2.42) може бути використана при числах Рейнольдса від 150 до 3000, що відповідає густинам теплових потоків при кипінні води при атмосферному тиску від 23 кВт/м<sup>2</sup> до 400 кВт/м<sup>2</sup>.

Отримані залежності (2.42) та (2.43) апроксимують близько 85% даних із середнім відхиленням  $\pm 10\%$ . Максимальне відхилення експериментальних даних від розрахункових не перевищує 20%. Порівняння розрахунків із експериментом представлено на рис. 2.30, а-в.

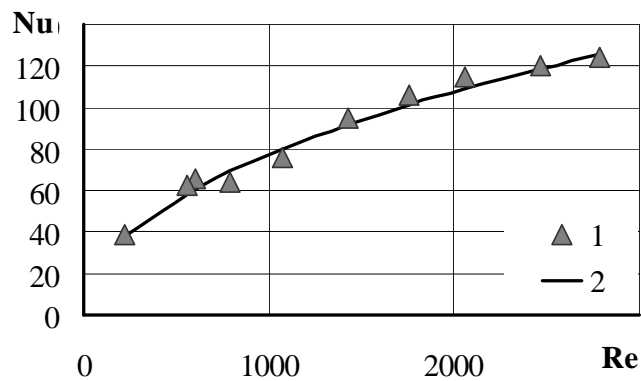
У випадках, коли необхідно при розрахунках більш точно врахувати характеристики пористого покриття для розрахунку  $Nu_{h \rightarrow \infty}$  можна використовувати залежності, приведені в літературі, зокрема в [102, 104...106].

Крім цього, результати дослідження функції (2.41) на екстремуми показали, що її мінімум відповідає величині  $\frac{h}{l_c} = 5$  ( $h \approx 12,5 \cdot 10^{-3}$  м). Даний результат співпадає із експериментальними даними, адже при висотах  $h \approx (12...14) \cdot 10^{-3}$  м спостерігалися найменші величини інтенсивності тепловіддачі при кипінні на пористому покритті.



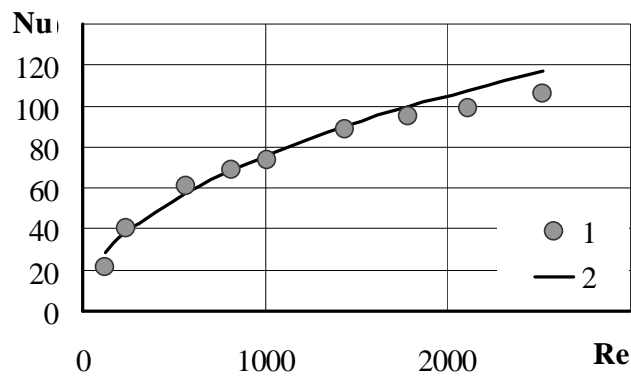
1 – дослідні дані; 2 – результати розрахунків за формулою (2.42)

а)



1 – дослідні дані; 2 – результати розрахунків за формулою (2.41)

б)



1 – дослідні дані; 2 – результати розрахунків за формулою (2.41)

в)

Рис. 2.30. Порівняння експериментальних та розрахункових даних при кипінні на метало-волокнистому пористому покритті ( $\delta=0,8 \cdot 10^{-3}$  м,  $\Pi=84\%$ ):

а) кипіння у великому об'ємі; б)  $\frac{h}{l_c} \approx 3,0$  ( $h=7,5 \cdot 10^{-3}$  м); в)  $\frac{h}{l_c} \approx 4,0$  ( $h=10 \cdot 10^{-3}$  м).

Таким чином, в результаті аналізу експериментальних даних були отримані залежності, що дозволяють розрахувати величини коефіцієнтів тепловіддачі при кипінні на гладких та пористих поверхнях в умовах обмеженого простору, а також оцінити розтічки теплоти в несучу стінку в залежності від густини теплового потоку, що відводиться. Відхилення розрахункових даних від експериментальних не перевищує (10...20)%, що є достатнім для проведення інженерних розрахунків.

### 2.3 Сили, які розвиває між фазна поверхня парової бульбашки при її зростанні

Висока інтенсивність теплообміну при кипінні в основному зв'язана з дією парових бульбашок на поверхні нагрівання. На процес виникнення, росту і відриву парових бульбашок впливає ряд факторів (шорсткість, геометрія і розміри поверхні нагрівання, рід рідини, тиск, температура, а також багато чого іншого). Форма парової бульбашки за період її зростання залежить від співвідношення між силами інерції, силами поверхневого натягу і силами в'язкості. Оскільки процес виникнення парової бульбашки носить вибуховий характер [90], то в цей момент, коли формується зародок, інерційні сили є визначальними [91]. Величина цих сил залежить від швидкості росту парової бульбашки і роду рідини. Чим вище швидкість росту парової бульбашки (числа Якоба  $Ja \gg 1$ ), тим вище інерційні сили. У процесі росту парової бульбашки інерційні сили змінюються в залежності від форми бульбашки. При великих тисках (числа Якоба  $Ja \ll 1$ ) форма бульбашки – сферична і вплив інерційних сил у цьому випадку малий. Однак у момент зародження парової бульбашки (мікробибух) їхній вплив залишається таким же, як і при низьких тисках.

Якщо розглянути зріст парової бульбашки на поверхні малого розміру в її асимптотичної стадії з урахуванням припущень, наведених в [94], можна розрахувати її швидкість зростання. К основним припущенням можна віднести, що основна кількість теплоти підводиться до парової бульбашки в

її основі через тонкий мікросхар рідини, і в асимптотичній стадії її зростання можна знехтувати силами інерції рідини, силами поверхневого натягу і силами в'язкості [18]. Модель зростання парової бульбашки на поверхні малого розміру представлена на рис. 2.31.

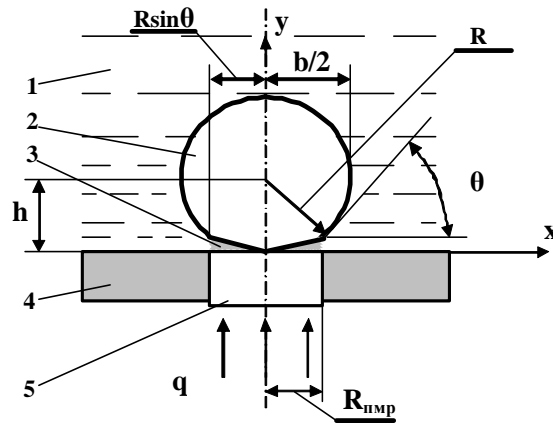


Рис. 2.31. Модель зростання парової бульбашки при кипінні рідини на поверхні малого розміру: 1 – рідина; 2 – пара; 3 – мікросхар рідини під паровою бульбашкою; 4 – несуча низько теплопровідна стінка; 5 – теплопідвід поверхні малого розміру.

Таким чином, з урахуванням всіх попередніх припущень зміна об'єму парової бульбашки в результаті підводу теплоти від поверхні малого розміру через мікросхару і згідно з рідини буде дорівнювати:

$$r\rho'' \frac{dV}{d\tau} = \int_F q dF, \quad (2.43)$$

де  $F$  – площа основи парової бульбашки;  $dF = 2\pi x dx$ .

Якщо припустити, що форма бульбашки напівсферична, и знехтувати товщиною мікросхару, знайдемо зміну об'єму бульбашки в часі.

$$\frac{dV}{d\tau} = \frac{1}{3} \pi (1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta) R^2 \frac{dR}{d\tau}. \quad (2.44)$$

Припускаємо, що температура пари в паровій бульбашки дорівнює температурі насичення, закон зміни температури по товщині мікрошару лінійний і зміна його товщини в часі пропорційно  $\sqrt{\nu\tau}$  [25,26], отримаємо густину теплового потоку через мікрошару.

$$q = C_\delta \frac{\lambda}{\sqrt{\nu\tau}} (T_{nmp} - T_s), \quad (2.45)$$

де  $C_\delta$  – коефіцієнт пропорційності, який залежить від матеріалу поверхні нагріву і теплофізичних властивостей рідин.

Якщо підставити рівняння (2.44) і (2.45) в (2.43) и зінтегрувати для двох верхніх меж  $R_{nmp}$  і  $R \cdot \sin\theta$  отримаємо рівняння для крупної напівсферичної і сферичної парових бульбашок.

Коли основа парової бульбашки перед відривом досягає границь поверхні малого розміру, то верхня межа інтегрування дорівнює  $R_{nmp}$  (велика напівсферична парова бульбашка), і залежність буде [93]:

$$R = C_1 \left( \frac{Ja}{Pr^{0.5}} R_{nmp}^2 \gamma \right)^{1/3} (a\tau)^{1/6}, \quad (2.46)$$

$$\text{де } \gamma = 1 / (1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta).$$

При зміні крайового кута  $\theta$  від 0 до 90°, коефіцієнт  $\gamma$  приймає значення від 0,25 до 0,5 и слабо впливає на зміну радіуса парової бульбашки.

Для випадку, коли основа парової бульбашки перед відривом не досягає границь поверхні малого розміру, то верхня межа інтегрування дорівнює  $R \cdot \sin\theta$ , і рівняння має вигляд [93]:

$$R = C_2 \frac{Ja}{Pr^{0.5}} \gamma \sin \theta (a\tau)^{0.5}. \quad (2.47)$$

Залежність (2.47) практично не відрізняється від співвідношень інших авторів для швидкості зростання парових бульбашок на ізотермічних поверхнях. Але слід визнати, що рівняння (2.46) і (2.47) не враховують того

фактора, що парова бульбашка формується і зростає в перегрітому тепловому шарі [170], де рідина перегріта відносно температури насичення. Тому коефіцієнти  $C_1$  і  $C_2$  підбираються в порівнянні з експериментальними даними.

Аналіз результатів швидкісної кінозйомки [8] показав, що на поверхні малого розміру крупні парові бульбашки мають форму еліпсоїда з вертикальною віссю симетрії (рис.2.32). Еквівалентний радіус сфери  $R_{екв}$  однакового з еліпсоїдом об'єму визначався по залежності [19]:

$$R_{екв} = (A^2 B)^{1/3}, \quad (2.48)$$

де  $A$  і  $B$  лінійні розміри бульбашки по горизонтальній і вертикальній висям.

На рис.2.32 приведено форму крупної, приплюснutoї до поверхні парової бульбашки и там же показана координата її центру інерції  $h$ .

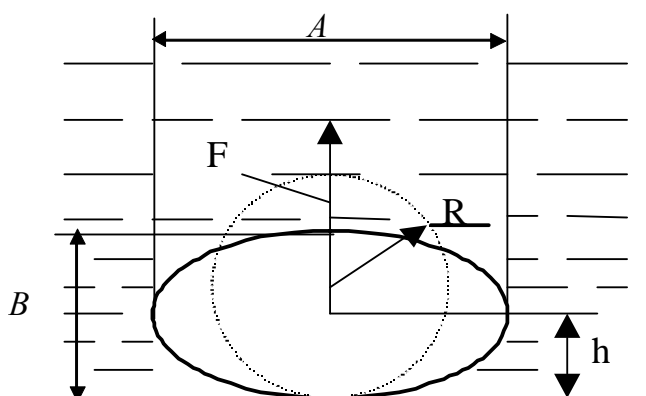


Рис. 2.32. Схема парової бульбашки, яка зростає на поверхні нагріву:  $h$  – координата центра інерції;  $R$  – радіус еквівалентної сфери;  $F$  – рівнодіюча сила, яка прикладена до центру інерції парової бульбашки.

З рисунка видно, що координата  $h$  лежить нижче змінного значення радіуса бульбашки за весь час її зростання и тільки перед відривом, коли парова бульбашка набуває форму сфери, вони стають однаковими.

Розглянемо зростання парової бульбашки и сили, що діють на неї (рис.2.32). Рівнодіюча всіх сил на міжфазній границі розділу парової бульбашки и рідини зосереджена в її центрі інерції  $i$ , з деяким наближенням,



можна лічити парову бульбашку твердим тілом, що підіймається над поверхнею нагріву и в процесі свого зростання змінює свою форму. В цьому випадку сили, що діють на її, можна визначити виходячи з того, що вони прикладені до центру інерції парової бульбашки, котрий практично співпадає з її геометричним центром. Парову бульбашку можна представити еліпсоїдом обертання з вертикальною віссю симетрії. Пунктиром на рис.2.32 показана еквівалентна сфера однакового з паровою бульбашкою об'єму. При сплюснутій формі парової бульбашки, що зростає координата її центру інерції  $h$  завжди менше радіуса її еквівалентної сфери.

З узагальненого рівняння Релея [14] можна розрахувати сили, які визначають зростання парової бульбашки на будь якій поверхні нагріву.

$$F = 4\pi\rho'R^2 \left[ R \frac{d^2R}{d\tau^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{d\tau} \right)^2 \right] + 8\pi\sigma R + 16\pi\eta R \frac{dR}{d\tau}. \quad (2.49)$$

Перший член рівняння уявляє собою внесок інерційних сил, другий – сил поверхневого натягу, а третій – сили в'язкості. В первісний момент часу (до початку асимптотичної стадії) бульбашки мають сферичну форму. Ця міть характерна для первісної появи зародка парової бульбашки на центрі пароутворення. Сили поверхневого натягу і сили в'язкості в цей період росту на декілька порядків нижче сил інерції [14,18,19], і рівняння (2.49) можна записати:

$$F = 4\pi\rho'R^2 \left[ R \frac{d^2R}{d\tau^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{d\tau} \right)^2 \right]. \quad (2.50)$$

Однак рівняння (2.49) і (2.50) не ураховують зміни форми парової бульбашки в часі. Вони отримані для ідеальних, сферичних парових бульбашок.

В подальшому, при зростанні в асимптотичній стадії вони набувають напівсферичну форму, притиснуту до поверхні нагріву й їх ріст визначається співвідношенням інерційних, в'язкостних сил і сил поверхневого натягу.

Припускаючи, що рух бульбашки підкоряється законам руху твердого тіла в рідині и на основі закону Ньютона в [91] отримана залежність аналогічна рівнянню (2.50) для розрахунку інерційної сили.

Інерційну силу в будь-який момент росту парової бульбашки можна визначити по залежності з[91].

$$F = -\frac{4}{3}\pi\rho\left[R^3\frac{d\mu_z}{d\tau}\frac{dh}{d\tau} + \mu_z\left(3R^2\frac{dR}{d\tau}\frac{dh}{d\tau} + R^3\frac{d^2h}{d\tau^2}\right)\right], \quad (2.51)$$

де  $\rho$  – густина рідини, кг/м<sup>3</sup>; R – радіус, м; h – координата центра інерції парової бульбашки, м;  $\mu_z$  – коефіцієнт приєднаної маси.

Ця залежність враховує зміну форми парової бульбашки в часі й ефект приєднаної маси рідини до неї за допомогою коефіцієнта  $\mu_z$  (для сфери  $\mu_z = 0,5$ ) [96]. Знак мінус (-) перед рівнянням (2.51) показує обраний напрямок дії сили. У даному випадку передбачається, що це реакція рідини на зусилля, що розвиваються паровою бульбашкою, що зростає.

Для розрахунку інерційної сили  $F$  необхідно знати закон росту парової бульбашки в часі. Дослідження, які були проведені за допомогою швидкісної кінокамери (до 4000 кадрів в секунду) [8,93], дозволили визначити швидкість росту парової бульбашки і еволюцію її форми до відриву. На рис.2.33-а представлені в часі дані реальної координати парової бульбашки і радіуса її еквівалентної сфери, розрахованої по залежності (2.48). Як видно, форма її від початку росту і практично до відриву була напівсферичною. І тільки в момент відриву парова бульбашка приймає форму сфери. Це є свідченням того, що практично з моменту виникнення і до відриву на неї діє в основному інерційна сила, хоча сили поверхневого натягу і в'язкості накладають свій

відбиток на форму парової бульбашки. Якщо знаємо закон росту парової бульбашки в часі (рівняння (2.46), (2.47) та рис. 2.33,а), то можна розрахувати коефіцієнт приєднаної маси по рекомендаціям [96] (рис.2.33,б).

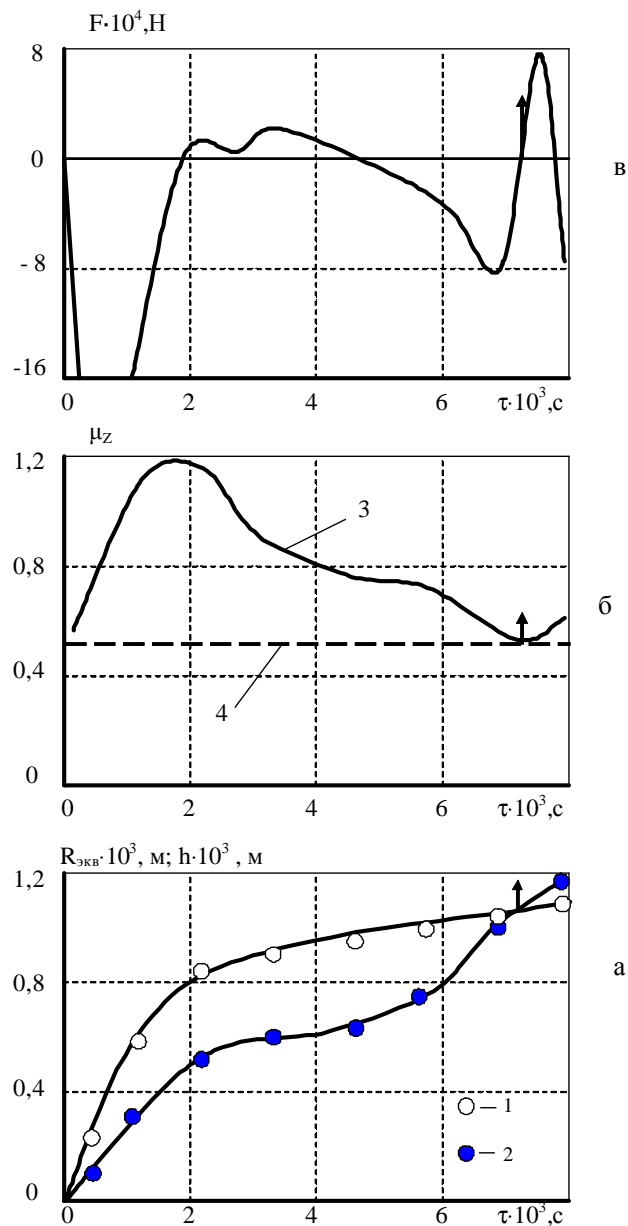


Рис. 2.33. Сполучена картина зростання парової бульбашки і її центра інерції (а), зміна коефіцієнта приєднаної маси (б) і значення інерційної сили (в) в часі при кипінні води на поверхні діаметром  $0,87 \cdot 10^{-3} \text{м}$  (стрілкою показано момент відриву парової бульбашки від поверхні нагріву): 1 – еквівалентний радіус парової бульбашки; 2 – реальна координата її центра інерції; 3 – значення коефіцієнта приєднаної маси реальної парової бульбашки; 4 – коефіцієнт приєднаної маси для сферичної бульбашки.

З рис.2.33,б видно, що в початковий момент часу до  $\tau \approx 2 \cdot 10^{-3}$  с відбувається швидка зміна форми парової бульбашки від сферичної до напівсферичну. Далі вона повільно змінюється до сферичної і в момент відриву від поверхні нагріву координата центра  $h$  співпадає з радіусом  $R$  ( $\mu_z = 0,5$ ).

При зв'язних законах зміни  $R=f(\tau)$ ,  $h=f(\tau)$  і  $\mu_z=f(\tau)$  можна визначити числові значення похідних в залежності (2.51) і розрахувати зміни гідродинамічної (інерційної) сили за період росту парової бульбашки. Якщо ріст радіуса парової бульбашки можна описати рівняннями, які широко знайомі, то закон зміни її центра інерції досить складний, то його можна визначити лише графо-аналітичними засобами.

Розраховані значення інерційної сили по залежності (2.51) показали, що в початковий момент часу до  $\tau = 1 \cdot 10^{-3}$  с (рис.2.33-в) міжфазна границя великої напівсферичної парової бульбашки розвиває значні зусилля. Інерційна сила при цьому перевищує значення  $20 \cdot 10^{-4}$  Н. Подальший ріст парової бульбашки не викликає значних змін сили  $F$ . Для сферичних парових бульбашок інерційна сила в початковий період росту в кілька разів нижче ( $\sim 5 - 7 \cdot 10^{-4}$  Н) чим у великих напівсферичних. В подальшому, зростання парової бульбашки не викликає значних змін інерційної сили  $F$ . І тільки перед відривом парової бульбашки сила зазнає деяких коливань, які то притискають парову бульбашку то відривають від поверхні. При цьому, напевно, уже значущу роль грають сили в'язкості і поверхневого натягу.

Попередні розрахунки інерційної сили, що розвиваються зростаючими паровими бульбашками рідких металів (натрію [14], калію [92]) показали, що інерційна сила в початковий момент часу може досягати значень  $\sim 0,3 - 0,7$  Н.

Якщо процес кипіння буде спостерігатися в капілярній структурі, то закон росту парової бульбашки буде таким же, як і на гладкій поверхні (рис.2.32). На рис.2.34 показано схема росту парової бульбашки від початку виникнення її (зародок) до розмірів, які перевищують діаметр пори капілярної структури. При досягненні паровий бульбашки перших волокон

на границі пори, його міжфазна границя буде давити на волокна з зусиллям, яка визначається розмірами парової бульбашки в даний момент часу.

Кожне волокно пори буде витримувати зусилля:

$$F^* = \sigma l, \quad (2.52)$$

де  $\sigma$  - коефіцієнт поверхневого натягу;  $l$  - довжина лінії стикання міжфазної границі парової бульбашки із окремим волокном. Вона дорівнює двійній довжині стикання.

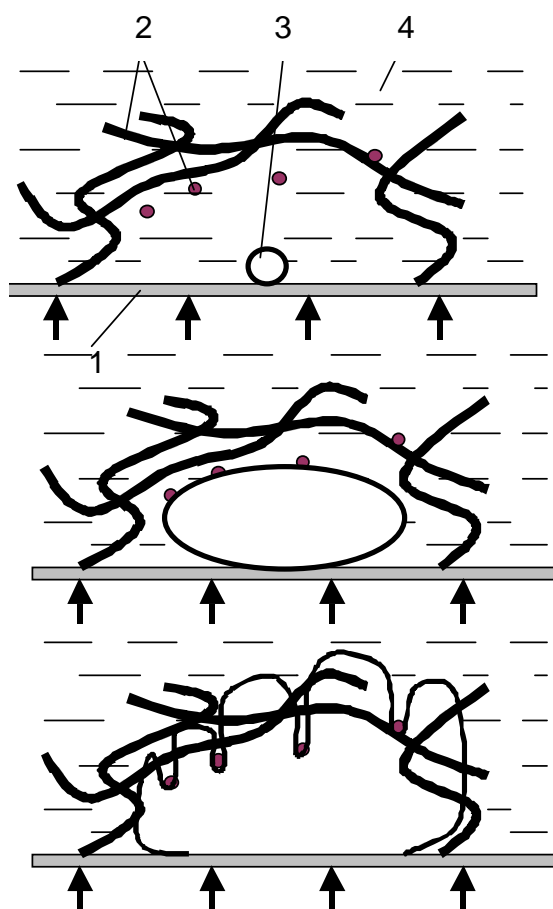


Рис. 2.34. Схема росту парової бульбашки в капілярній структурі: 1 – теплообмінна поверхонь; 2 – волокна капілярної структури; 3 – парова фаза; 4 – рідина.

Якщо сумарна гідродинамічна сила  $F \gg F^*$ , то міжфазна границя парової бульбашки може одночасно стикатися з декількома волокнами і огинати їх, заходячи в сусідні пори і в подальшому виходити із капілярної структури. Це буде тільки тоді, коли окремі волокна капілярної структури

витримують зусилля  $F^*$ . В іншому випадку деякі волокна можуть бути зруйновані і капілярно-пориста структура загубить свої механічні характеристики. Якщо розрахувати напругу, яку витримує окреме волокно діаметром  $20 \cdot 10^{-6}$  м в порі діаметром  $0,3 \cdot 10^{-3}$  м при кипінні води в капілярної структурі (тиск  $1 \cdot 10^5$  Па), то воно дорівнює  $7,2 \cdot 10^8$  Н/м<sup>2</sup> (сила  $F^*$  при цьому  $4,2 \cdot 10^{-4}$  Н). Для мідних волокон допустимі напруження лежать у діапазоні  $(3 \dots 12) \cdot 10^8$  Н/м<sup>2</sup>. Як видно, в даному випадку дія парових бульбашок може зруйнувати волокна мідної капілярної структури. Теплообмінна поверхня, а з нею і капілярна структура буде витримувати періодичні напруги до 10 МПа. Період впливу таких коливань буде визначатися частотою утворення парових бульбашок. Якщо теплообмінна поверхня буде піддаватися таким періодичним напругам, то, зрештою, утомлені явища у металі і у волокон капілярної структури можуть привести до мікрошпар і надалі до виходу з ладу якийсь ділянки поверхні, а також відриву капілярної структури від неї.

Крім механічних напруг, теплообмінна поверхня піддається і періодичним температурним коливанням. Проведена сумісна швидкісна кінозйомка процесу росту парової бульбашки з одночасною фіксацією температури поверхні під неї показала, що в момент виникнення парової бульбашки температура поверхні падає до деякого значення, а потім повертається в первісний стан. На рис.2.35 представлені фотографії швидкісної кінозйомки кипіння води на одиночному центрі паротворення [8].

З них видно, що за короткий проміжок часу  $\sim 0,7 \cdot 10^{-3}$  с (рис.2.35 - кадр2) температура поверхні понизилася на  $4^{\circ}\text{C}$ . При цьому видиме зображення парової бульбашки значно перевищує критичний зародок. Таке зниження температури обумовлене інтенсивним випаром мікрошару рідини в його основі.

Подальший ріст парової бульбашки не вносить яких або істотних змін у цей процес і температура під діючим центром паротворення монотонно зростає до деякого середнього значення (рис.2.35, фото.2,4). Потім процес повторюється.

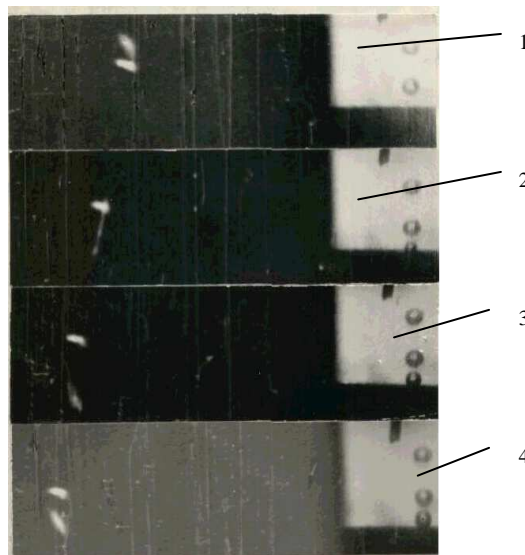


Рис. 2.35. Кінокадри сумісної кіно зйомки росту парової бульбашки води і пульсацій температури на одиночному центрі пароутворення ( $P = 1 \cdot 10^5 \text{ Па}$ , швидкість зйомки 950 кадрів у сек)

На рис. 2.36 представлена залежність росту радіуса великого напівсферичного парової бульбашки, координата його центра інерції і температура поверхні за цей період.

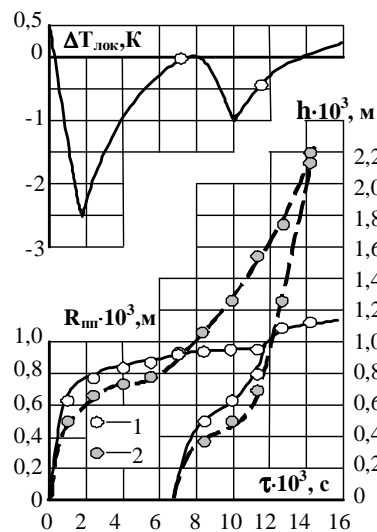


Рис. 2.36. Сполучена картина пульсацій температури поверхні и росту двох послідовно зростаючих парових бульбашок на одному центрі пароутворення: 1 – залежність  $R_{шп} = f(\tau)$ ; 2 – залежність  $h = f(\tau)$ ; ( $q = 0,34 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$ ;  $\alpha = 25 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}$ ;  $\Delta T = 13,6 \text{ К}$ ).

Парова бульбашка у момент свого виникнення руйнує тепловий прикордонний шар і відтискує його від поверхні нагрівання. Після випару мікрошару (повного чи часткового) температура поверхні в зоні дії центра паротворення починає зростати, а одночасний з цим ріст парової бульбашки відбувається як за рахунок підведення теплової енергії безпосередньо від поверхні до пару, так і випаром відтиснутого перегрітого пристінного шару по утворюючої парової бульбашки. Як видно з рис.2.36 відрив парової бульбашки від поверхні (точка на кривій  $\Delta T_{\text{лок}} = f(\tau)$ ) не вносить, яких або змін у монотонний характер росту температури під центром паротворення. Це може бути наслідком того, що під паровою бульбашкою з моменту його утворення до відриву увесь час існує мікрошар рідини, що у період росту бульбашки поступово товщає. Термічний опір його в результаті стовщення зростає, і температура поверхні монотонно росте. Після відриву парової бульбашки більш холодна рідина не досягає поверхні нагрівання, і температура під центром паротворення продовжує зростати, асимптотичне наближаючись до деякої постійної. Далі відбувається формування перегрітого шару для створення умов активації наступної парової бульбашки. На одному центрі пароутворення, як видно з рис.2.36, після відриву великої парової бульбашки на тому же самому місці виникає наступна парова бульбашка, але з меншими габаритами. Температурна пульсація від її дії значно менше за попередньої. Розрахунок радіуса парової бульбашки і її координати центра проведений за методикою, викладеної в [93].

У результаті періодичного впливу на теплообмінну поверхню температурних пульсацій у ній відбуваються процеси дифузійної перебудови [95].

Механічні властивості поверхні змінюються в місцях дії центрів паротворення. У [95] показано, що фонові мікротвердість сталевих поверхонь нагрівання при кипінні води, етилового і бутілового спиртів при атмосферному тиску зменшилася на 15 – 30% . І що саме головне виявлено особливо високі відхилення мікротвердості в зоні центрів кипіння.



При кипінні рідких металів пульсації температури поверхні під центрами паротворення досягають значень  $20^{\circ}\text{C}$  и більш [14]. При цьому спостерігалися значні пульсації густин теплових потоків. У зоні дії центрів паротворення вони досягали значень, приблизно в 5 разів перевищуючі середню густину по поверхні.

Таким чином, викладені фактори дії центрів паротворення при кипінні на поверхнях нагрівання накладають істотний відбиток на безпечну роботу теплообмінних поверхонь в установках по використанню вторинних джерел енергії де є капілярно – пористі структури. Значні механічні впливи і температурні коливання при кипінні різних теплоносіїв можуть істотно знизити надійність роботи теплообмінних поверхонь.

#### 2.4 Максимальні теплові потоки на дискретно – неізотермічних поверхнях з крапковим джерелом теплоти

Як було показано в [8] існує вплив взаємного розташування крапкових ділянок джерел теплоти на максимальні теплові потоки, які можна відвести від горизонтально розташованої дискретно – неізотермічної поверхні (рис.2.37) [136] при кипінні води у великому об'ємі. Було виготовлено три виду таких поверхонь з різним відношенням діаметра крапкових ділянок до відстані між ними  $d/l=0,33; 0,37$  и  $0,62$ . Мідні ділянки 1 розташовувалися по кутам рівнобічного трикутника з довжиною сторін  $l$ . Це забезпечувало найбільш щільну упаковку и однакові відстані між ділянками. Крапкові джерела теплоти були роз'єднати між собою матеріалом з низькою теплопровідністю 2 (склотекстоліт), коефіцієнт теплопровідності якого не перевищував  $0,3 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$ .

Конструкція таких ділянок дозволяла фіксувати температурний рівень поверхні і густину теплового потоку, що відводиться. Тепловий потік розраховувався для кожної ділянки крапкового джерела з урахуванням їх площин. Середній еквівалентний діаметр ділянок для всіх досліджених

дискретно – неізотермічних поверхонь складав  $1,25 \cdot 10^{-3}$  м. Охоронний нагрівач запобігав вільному підтоку рідини до центрів пароутворення і, таким чином, створював умови протяжної поверхні.

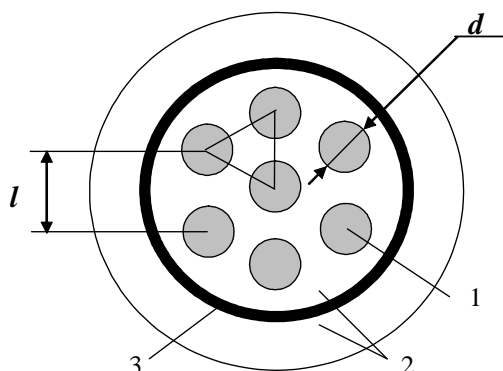


Рис. 2.37. Конструкція поверхні з дискретним розташуванням крапкових джерел теплоти (вид зверху): 1 – ділянки крапкових джерел теплоти; 2 – стінка з низькою теплопровідністю; 3 – охоронний нагрівач, який імітує граничні умови протяжної дискретно – неізотермічної поверхні.

Дослідження при кипінні на дискретно – неізотермічних поверхнях проводились при тиску  $0,1 \cdot 10^6$  Па. Визначалися температурний рівень и коефіцієнти тепловіддачі на кожній поверхні малого розміру при різних режимах кипіння.

Якщо центральна поверхня знаходиться в найбільш тяжких умовах теплообміну, які максимально наближаються до умов на протяжної дискретно – неізотермічної поверхні, то всі експериментальні дані приведені для цих ділянок.

Як показано в [8] критичний тепловий потік на поверхнях малого розміру (ПМР)  $q_{кр.пмр}$  підпорядковуються залежності.

$$q_{кр.пмр} = 3q_{кр\infty} \left( R_{пмр} / l_k \right)^{-0,65}, \quad (2.53)$$

де,  $q_{кр.\infty}$  – критичний тепловий потік при кипінні на протяжної ізотермічної поверхні, який розраховується по формулі С.С. Кутателадзе [15];  $R_{пмр}$  – радіус ПМР;  $l_k$  – капілярна стала.

Чим менше розміри ПМР, тим  $q_{кр.пмр}$  більше [8]. Так, для діаметра ПМР рівного  $0,5 \cdot 10^{-3}$  м при кипінні води були досягнуті питомі критичні теплові потоки до  $15 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>, що більш чим в 10 раз перевищує  $q_{кр.\infty}$  ( $1,2 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>).

Розташування ПМР на деякій відстані друг від друга приводить до зміни гідродинамічної и теплової обстановки поблизу тепловіддаючих ділянок, і критичні теплові потоки на кожній з них знижуються в порівнянні з окремої ПМР. Однак значення їх значно вище  $q_{кр.\infty}$  (рис. 2.38).

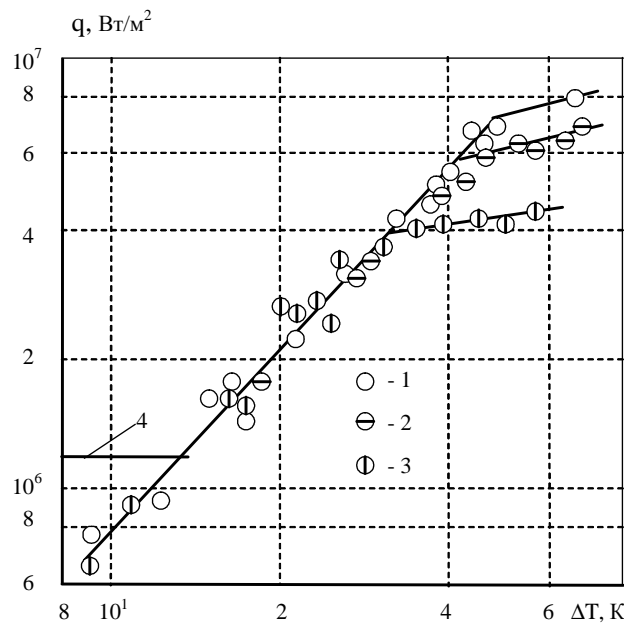


Рис.2.38. Залежність  $q = f(\Delta T)$  при кипінні води на центральних ділянках дискретно - неізотермічних поверхонь: 1 –  $d/l = 0,33$ ; 2 –  $d/l = 0,37$ ; 3 –  $d/l = 0,62$ ; 4 –  $q_{кр.\infty} = 1,2 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>.

Розглянемо процес бульбашкового кипіння на дискретно - неізотермічній поверхні (рис.2.37) в залежності від рівня теплового навантаження. Після начала кипіння при малих теплових потоках, на кожній ділянці діє деяка кількість центрів пароутворення, які генерують окремі парові бульбашки. Підвищення теплового потоку призводить до появи додаткових центрів пароутворення, и режим бульбашкового кипіння переходить в стадію злиття всіх парових бульбашок в окрему парову хмару. В даному випадку генерація парових утворень здійснюється тільки на поверхнях тепловіддаючих ділянках. На ділянці з малою теплопровідністю

центри пароутворення не виникають, так як рідина з температурою насичення підтікає зверху вниз і руйнує тепловий граничний шар на ній. К тепловіддаючим ділянкам рідина підтікає з боку ділянок з малою теплопровідністю з температурою практично рівної температурі насичення. Тому для формування теплового пограничного шару на тепловіддаючих ділянках необхідно затратити додаткову кількість енергії. Це приводить до інтенсифікації тепловіддачі і процес кипіння заходить в область теплових потоків, значно перевищуючих  $q_{кр.\infty}$  (лінія 4, рис.2.38). Такий режим теплообміну може відбуватися до деякого значення  $q > q_{кр.\infty}$ , при якому вже неможливо виникнення додаткових центрів пароутворення на тепловіддаючих ділянках. Подальше збільшення теплового навантаження призводить до появи локальних парових плівок і інтенсивність тепловіддачі плавно знижується. При цьому різкого, підвищення температури поверхні не спостерігається. Однак характер залежності  $q = f(\Delta T)$  змінюється (рис.2.38) і темп росту температури поверхні збільшується в порівнянні з розвинутим бульбашковим кипінням.

По мірі наближення тепловіддаючих ділянок друг до другу (підвищення  $d/l$ ) злом залежності  $q = f(\Delta T)$  починається при менших значеннях  $q$ . Точку злому можна вважати критичної  $q_{кр.дип}$  по аналогії з кризою кипіння на ізотермічній поверхні. Вона може бути визначена по залежності  $\alpha = f(q)$  при значенні  $\alpha_{max}$ . На рис. 2.39 приведені експериментальні дані коефіцієнтів тепловіддачі в залежності від теплового потоку, що відводиться.

Видно, що чим нижче значення  $d/l$  (чим далі знаходяться тепловіддаючі ділянки друг від друга) тим процес тепловіддачі при кипінні заходить в область більш високих значень  $q$ . При  $d/l=0$ , коли на поверхні знаходиться окрема тепловіддаюча ділянка, критичні теплові потоки значно вище тому їх можна визначити по рівнянню (2.53). Максимальне наближення окремих тепловіддаючих ділянок друг до другу ( $d/l=1$ ) трансформує поверхонь в ізотермічну, на якій критичні теплові потоки  $q_{кр\infty}$  визначаються по відомій залежності С.С. Кутателадзе [15].

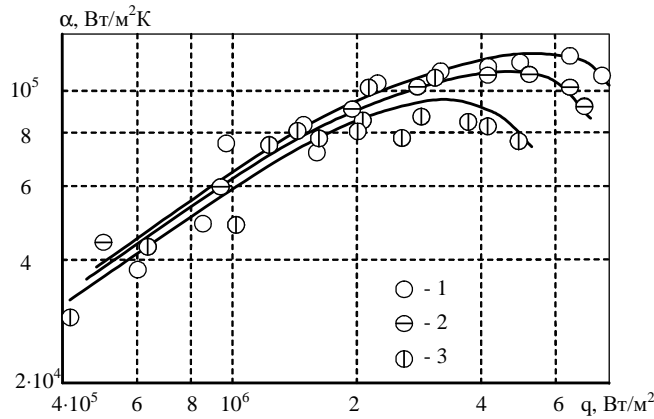


Рис. 2.39. Залежність  $\alpha = f(q)$  при кипінні води на центральних теплообмінних ділянках дискретно - неізотермічних поверхнях: 1 –  $d/l = 0,33$ ; 2 –  $d/l = 0,37$ ; 3 –  $d/l = 0,62$ .

Якщо побудувати залежність  $q_{кр.днп} = f(d/l)$  для досліджених поверхонь, то видно, що експериментальні дані з невеликою розбіжністю лежать на прямій  $b$  (рис.2.40), проведеної по двом реперним точкам. Для  $d/l=0$  (розрахунок по рівнянню (2.53) для окремої поверхні малого розміру діаметром  $1,25 \cdot 10^{-3}$  м) –  $q_{кр} = 8,9 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>, а для  $d/l=1$  (протяжна ізотермічна поверхня) –  $q_{кр\infty} = 1,2 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>. Виходячи з того, що залежність  $q_{кр.днп} = f(d/l)$  для діаметрів тепловіддаючих ділянок  $1,25 \cdot 10^{-3}$  м має лінійний характер, то можна передбачити і аналогічні залежності для других значень діаметрів. На рис.2.40 проведені дві прямі:  $a$  – для діаметрів тепловіддаючих ділянок  $0,5 \cdot 10^{-3}$  м;  $c$  – для  $d = 3,0 \cdot 10^{-3}$  м.

Рівняння прямої, яке описує експериментальні дані (лінія  $b$ ), а також лінії  $a$  і  $c$  має вид:

$$q_{кр.днп} = q_{кр.нмр} \left[ 1 + \frac{d}{l} \left( \frac{q_{кр.\infty}}{q_{кр.нмр}} - 1 \right) \right]. \quad (2.54)$$

З врахуванням рівняння (2.53) отримаємо:

$$q_{кр.днп} = q_{кр.\infty} \left[ 3 \left( 1 - \frac{d}{l} \right) \left( \frac{R_{нмр}}{l_{\kappa}} \right)^{-0,65} + \frac{d}{l} \right]. \quad (2.55)$$

Таким чином, рівняння (2.55) дозволяє розрахувати критичний тепловий потік на дискретно - неізотермічній поверхні для любого співвідношення  $d/l$  в діапазоні значень  $R_{nmp}/l_k$  від 0,1 до 8 [10].

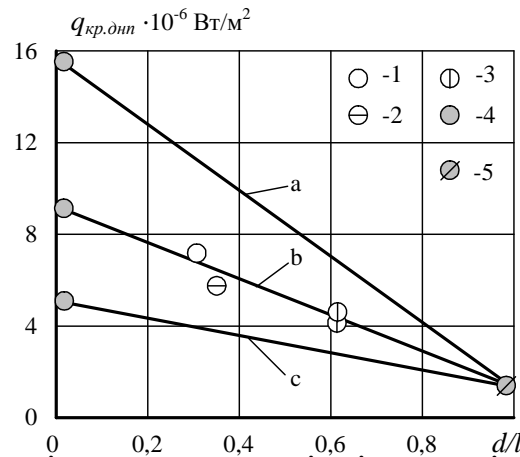


Рис. 2.40. Залежність  $q_{кр}$  при кипінні води від взаємного розташування тепловіддаючих ділянок на дискретно - неізотермічній поверхні. Точки: 1 – діаметр тепловіддаючих поверхонь  $d=1,14 \cdot 10^{-3}$  м; 2 –  $d=1,28 \cdot 10^{-3}$  м; 3 –  $d=1,25 \cdot 10^{-3}$  м; 4 –  $q_{кр.нмр}$  по залежності (2.53); 5 –  $q_{кр.∞}$  по формулі С.С. Кутателадзе [15].

Розглянемо елементарні ділянки дискретно-неізотермічної и протяжної ізотермічної поверхні. Так як теплообмінні ділянки поверхні розташовані по кутам рівнобічних трикутників, то порівнюємо елементарні трикутні комірки (рис.2.41). Припустимо, що з дискретно - неізотермічної поверхні тепловий потік  $Q_{mn}$  відводиться тільки з ділянок 1 (рис.2.41,b), знайдемо загальний максимальний тепловий потік, що відводиться в рідину з елементарній ділянки.

$$Q_{mn} = \frac{\pi}{8} d_{cp}^2 q_{кр.днп} \quad (2.56)$$

Критичний тепловий потік, що відводиться з усією площі трикутника, включаючи і площу ділянок 2 (вони не беруть участь у теплообміні), дорівнює:

$$q_{кр.днп\Sigma} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \frac{d_{cp}^2}{l^2} q_{кр.днп} \quad (2.57)$$

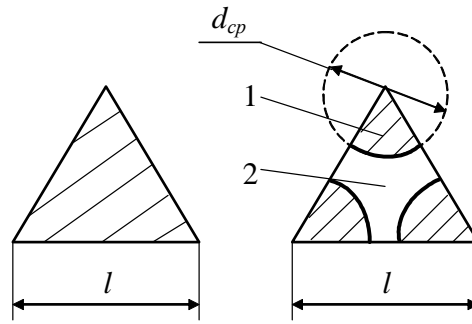


Рис. 2.41. До розрахунку теплових потоків при кипінні на трикутній ділянці ізотермічної а) і дискретно-неізотермічної б) поверхнях: 1 – ділянка з великою теплопровідністю; 2 – ділянка з низькою теплопровідністю.

Поділивши рівняння (2.57) на  $q_{кр.\infty}$  з урахуванням співвідношення (2.55) отримаємо залежність, яка дозволяє визначити область значень  $d/l$ , де загальний тепловий потік, що відводиться від дискретно - неізотермічної поверхні перевищує тепловий потік, який можна відвести від ізотермічної поверхні однакової площі.

$$\frac{q_{кр.днп\mathcal{L}}}{q_{кр.\infty}} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \frac{d_{cp}^2}{l^2} \left[ 3 \left( 1 - \frac{d_{cp}}{l} \right) \left( \frac{R_{нмр}}{l_k} \right)^{-0,65} + \frac{d_{cp}}{l} \right] \quad (2.58)$$

Рівняння (2.58) є кубічним і має максимум  $q_{кр.днп\mathcal{L}}/q_{кр.\infty}$  (рис.2.42). В залежності від діаметра ділянки 1 (рис.2.41) максимум зсувається в ту чи іншу сторони по осі абсцис. Так для  $d_{cp} = 0,5 \cdot 10^{-3}$  м максимальному значенню  $q_{кр.днп\mathcal{L}}/q_{кр.\infty}$  відповідає  $d/l = 0,72$  (рис.2.42, лінія а), а для  $d_{cp} = 3,0 \cdot 10^{-3}$  м -  $d/l = 0,88$  (рис.2.42, лінія с). При збільшенні діаметру тепловіддаючої поверхні точка знаходження максимуму  $q_{кр.днп\mathcal{L}}/q_{кр.\infty}$  зсувається в область більш високих значень  $d/l$ .

Взявши першу похідну в рівнянні (2.58) і, прирівнявши її до нуля, отримаємо значення  $d/l$  відповідні до максимально можливого знімання тепла з дискретно - неізотермічної поверхні в залежності від розмірів тепловіддаючих ділянок.

$$\left(\frac{d}{l}\right)_{\max} = \frac{2}{3 - \left(\frac{R_{\text{нмр}}}{l_{\kappa}}\right)^{0,65}} \quad (2.59)$$

При  $(R_{\text{нмр}}/l_{\kappa})^{0,65} \rightarrow 0$ , коли розміри тепловіддаючих ділянок зменшуються до нескінченно малих значень, оптимум лежить на  $(d/l)_{\max} = 2/3$ .

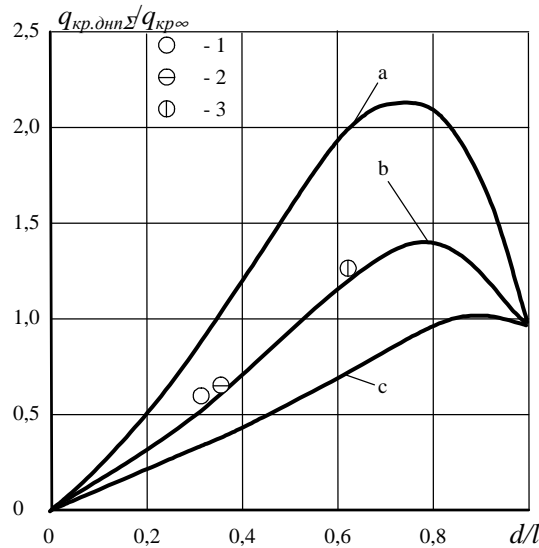


Рис. 2.42. Розподіл  $q_{\text{кр.днт}}/q_{\text{кр.}\infty}$  в залежності від взаємного розташування ділянок  $d/l$  за рівнянням (2.49): Точки: 1 – діаметр поверхонь  $d = 1,14 \cdot 10^{-3}$  м; 2 –  $d = 1,28 \cdot 10^{-3}$  м; 3 –  $d = 1,25 \cdot 10^{-3}$  м. Лінії: а) – діаметр тепловіддаючих поверхонь  $d = 0,5 \cdot 10^{-3}$  м; б) –  $d = 1,25 \cdot 10^{-3}$  м; в) –  $d = 3,0 \cdot 10^{-3}$  м.

Максимальне наближення тепловіддаючих ділянок можливо тільки до  $d/l = 1$ . При цьому граничне значення  $(R_{\text{нмр}}/l_{\kappa})^{0,65} = 1$ . Тоді максимально можливий розмір тепловіддаючих ділянок дискретно - неізотермічної поверхні, при якому ще може спостерігатися перевищення відводу теплоти в порівнянні з ізотермічної, можна знайти із співвідношення [8]:

$$R_{\text{нмр}} \leq 8 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} \quad (2.60)$$

Так, для води при атмосферному тиску, розміри тепловіддаючих ділянок  $d_{\text{ср}}$  на дискретно - неізотермічної поверхні не можуть перевищувати  $5 \cdot 10^{-3}$  м.



При таких розмірах и при  $(d/l)_{\max}$  ще можливе невелике перевищення  $q_{кр.днп\Sigma}$  над  $q_{кр.\infty}$ . Для етилового спирту в тих же умовах  $d_{cp} = 3 \cdot 10^{-3}$  м.

## 2.5 Висновки до розділу 2

1. Розроблено та представлено фізичну модель процесу кипіння на пористих поверхнях в умовах обмеженого простору. Модель охоплює три основні випадки тепломасопереносу розглянутого процесу, а саме: конвективний перенос теплоти при низьких густинах теплових потоків; кипіння при відсутності впливу парової хмари біля обмежувача; кипіння при наявності впливу парової хмари біля обмежувача.

2. Отримано залежності, що дозволяють розраховувати інтенсивність тепловіддачі при кипінні на поверхні малого розміру у великому об'ємі (2.38) та в обмежених умовах (2.39) в залежності від густини відведеного теплового потоку, діаметра поверхні, теплофізичних властивостей теплоносія, а також відстані від поверхні до верхньої стінки. Похибка даних не перевищує  $\pm 12\%$ .

3. Отримано залежності для розрахунку інтенсивності тепловіддачі при кипінні води на пористих поверхнях в умовах обмеженого простору (2.41). Розбіжність між дослідними та розрахунковими даними становить 10%.

4. Показано, що максимальна гідродинамічна сила, яку розвиває парова бульбашка в процесі свого зростання, спостерігається в перший момент свого виникнення. При кипінні міжфазна границя парової бульбашки розвиває значні зусилля, які можуть розірвати волокна капілярно-пористої структури.

5. Показано, що інтенсивність тепловіддачі при кипінні на поверхнях з дискретним розташуванням тепловіддаючих ділянок істотно вище, ніж на ізотермічній поверхні. Отримане рівняння (2.58) дозволяє розрахувати  $q_{кр.днп\Sigma}$  в залежності від розмірів тепловіддаючих ділянок і відстані між ними, а співвідношення (2.59) дає можливість визначити граничні розміри тепловіддаючих ділянок  $d_{cp}$ , при яких ще спостерігається ефект перевищення відводу теплоти з дискретно - неізотермічної поверхні в порівнянні з ізотермічної.

### РОЗДІЛ 3

## ПРОЦЕСИ ТЕПЛО-МАСООБМІНУ В МІНІАТЮРНИХ ДВОФАЗНИХ ТЕРМОСИФОНАХ

Необхідність створення автономних мініатюрних систем охолодження на основі випарувально-конденсаційного циклу виникла внаслідок мініатюризації радіоелектронного обладнання різного функціонального призначення і підвищенням його потужності. Організувати відвід теплоти безпосередньо від кристалів напівпровідникових приладів за допомогою бульбашкового кипіння не завжди вдається, тим паче, що вони вмонтовані в інтегральну мікросхему, яка також має малі геометричні розміри. Тому для підтримки нормального температурного режиму всієї мікросхеми можна застосувати обладнання, в якому використовується замкнений цикл випаровування і конденсації. К таким приладам можна віднести мініатюрні термосифони. Однак габарити їх повинні бути на рівні об'єкту, від якого необхідно відвести теплову енергію. На теплопередавальну здатність таких термосифонів також накладає вплив обмеженого простору. Кипіння і конденсація в замкненому об'ємі проходять при визначному впливі капілярних сил і сил в'язкості.

Значна кількість публікацій [32...41,119...122,124,134,135,138...140,163] зв'язана з дослідженням теплопередаючих характеристик двофазних термосифонів великого розміру ( $Bo > 4$ ). А явища, що виникають при зменшенні внутрішнього діаметру парового простору в термосифоні представлені в окремих публікаціях [41,42,43,141,142,145,186], по яким не завжди можна виявити тенденцію впливу стислих умов. Тому в даному розділі наведені деякі особливості процесів передачі теплоти в замкнених мініатюрних термосифонах і фактори, які впливають на них.

### 3.1 Експериментальна установка і методика обробки даних

Для вирішення поставлених в роботі завдань був вибраний експериментальний метод. Практична реалізація його зажадала створення установки за визначенням максимальної теплопередаючої здатності “не капілярних” термосифонів (ТС) з неорганізованою циркуляцією проміжного теплоносія.

Визначальним чинником у виборі методу досліджень зазвичай є температурний рівень роботи термосифону. Від цього чинника залежать також конструкція експериментального стенду і експериментальної ділянки.

У лабораторних умовах вельми зручним і надійним способом підведення тепла до випарної зони термосифону є омичний нагрів корпусу термосифону з використанням електронагрівника. Важливими достоїнствами даного способу є можливість здійснення плавного регулювання теплового навантаження, що підводиться, при простій конструкції системи підведення тепла.

Спосіб відведення тепла від термосифона був вибраний традиційний, проточне водяне охолодження. Вибір способів підведення і відведення теплоти, з урахуванням геометрії ТС, визначили конструкцію робочих ділянок і експериментальної установки в цілому.

Експериментальні ділянки - термосифони з неорганізованою циркуляцією проміжного теплоносія зображено на рис. 3.1. Всі досліджувані термосифони мають три основні зони - зона підведення тепла (зона нагріву), транспортна зона і зона відведення тепла (конденсатор).

Термосифони з неорганізованою циркуляцією проміжного теплоносія представляли традиційну конструкцію простої геометричної форми, тобто герметичну трубку, частково заповнену рідким теплоносієм.

У даному дослідженні використовувалися мініатюрні двофазні термосифони, які виконані з міді і представлені в таблиці 3.1.

Таблиця 3.1

## Геометричні характеристики термосифонів

Внутрішній діаметр, $d_{вн}$ , мм	Загальна довжина, $l_{\Sigma}$ , мм	Довжина зони нагріву, $l_{зн}$ , мм	Довжина зони конденсації, $l_{зк}$ , мм	$d_{вн}/l_{зн}$	Коефіцієнт заповнення, $K_3$	Теплоносій
3	700	80; 125; 200	210	0,015; 0,024; 0,0375	0,83; 1,37; 2,14	Вода
5	700	45; 90; 200	210	0,111; 0,056; 0,025	0,44; 0,96; 1,93	Вода, метанол, фреон R113
9	700	200	100; 160; 210	0,045	0,3; 0,57; 0,8	Вода, етанол
9	1500	220; 470; 725	745	0,012; 0,019; 0,041	2,88; 1,35; 0,88	Вода

Схема термосифону і фото експериментальних зразків зображено на рис. 3.1. Для вакуумування, заправки і герметизації внутрішньої порожнини термосифона використовувався патрубок (6) малого прохідного перетину, закріплений у верхній частині термосифона.

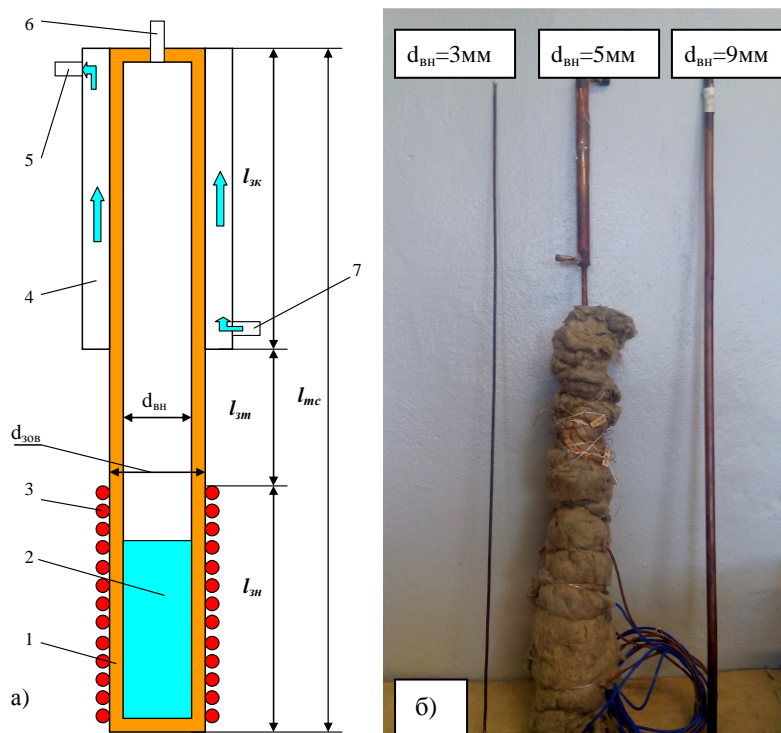


Рис. 3.1. Схема (а) і фото (б) експериментальних термосифонів:

1 – корпус термосифона; 2 – теплоносій; 3 – електронагрівач; 4 – конденсатор труба в трубі; 5 – вихід охолоджуючої води; 6 – патрубок для заправки теплоносієм; 7 – вхід охолоджуючої води.

Підведення теплоти до зони нагріву термосифона здійснювалося електричним нагрівачем, який намотувався на корпус термосифону поверх термостійкої і діелектричної плівки товщиною  $0,1 \cdot 10^{-3}$  м. Для виготовлення нагрівача використовувався ніхромовий дріт діаметром  $0,3 \cdot 10^{-3}$  м. Відведення теплоти від зони конденсації здійснювалося проточною водою через конденсатор типу “труба в трубі” і контролювалося по показанням ротаметра РМ 025Ж (8) (рис. 3.2). Витрата охолоджуючої води  $G$  змінювалася від  $1,75 \cdot 10^{-3}$  кг/с до  $7,85 \cdot 10^{-3}$  кг/с. Температура в основних зонах термосифонів визначалася за допомогою мідь-константанових термопар, з діаметром електродів  $0,16 \cdot 10^{-3}$  м. Гарячі спаї термопар припаювалися до корпусу термосифонів припоєм. Показання термопар вимірювалися і фіксувалися за допомогою аналого-цифрового перетворювача (АЦП). Орієнтація в просторі термосифона була довільна. Зміна теплового потоку до зони нагріву термосифона здійснювалося за допомогою лабораторного автотрансформатора (*ЛАТР*) і контролювалося по показанням ватметра. Для зменшення втрат теплоти в навколишнє середовище термосифон повністю теплоізолювався базальтовим волокном.

Для дослідження впливу властивостей теплоносіїв на теплопередаючі характеристики термосифонів використовувалася установка, що представляє собою лабораторний штатив, на якому закріплений робочий елемент (термосифон). Відвід теплоти від термосифону здійснювався за допомогою рідинної системи охолодження з регульованими витратою та температурою охолоджуючого теплоносія на вході. Температури охолоджуючої рідини на вході та виході з теплообмінника-холодильника (ТХ) визначалися за допомогою мідь-константанових термопар, сигнали від яких виводилась на аналого-цифровий перетворювач (АЦП) ICP CON 1 і далі подавався на екран комп’ютера. Тепловий потік, що підводився до термосифона, і регулювався за допомогою лабораторного автотрансформатора 5. Експеримент проводився для кутів нахилу термосифону  $5^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  і  $90^\circ$ . Всі мідь-константанові термопари підключалися до автоматичної системи

опитування, за допомогою якої проводилася фіксація сигналів термопар з частотою 1 сек та виводилися показання на екран комп'ютера.

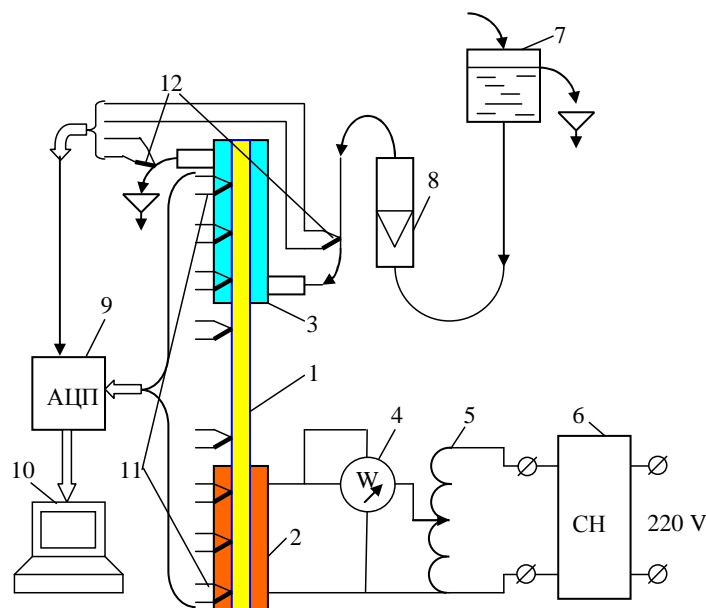


Рис. 3.2. Схема експериментальної установки по дослідженню теплопередавальних характеристик термосифонів: 1 – двофазний закритий термосифон; 2 – омичний нагрівач зони випаровування; 3 – конденсатор типа «труба в трубі»; 4 – ватметр; 5 – лабораторний автотрансформатор; 6 – стабілізатор напруги; 7 – бак напірний; 8 – ротаметр; 9 – аналогово-цифровий перетворювач; 10 – персональний комп'ютер; 11 – мідь-константанові термопари (8 шт); 12 – мідь-константанові термопари для контролю температури охолоджувальної води (2 шт).

Встановлювали необхідну витрату охолоджуючої води через конденсатор і підтримували її постійною на протязі всього експерименту. Контроль здійснювався за допомогою ротаметру. Температура охолоджуючої рідини на вході в зону конденсації підтримувалася постійною за допомогою додаткового нагрівача.

Після виходу на стаціонарний режим за допомогою ЛАТРа підвищувалася теплова потужність в зоні нагріву. Така послідовність підйому теплового потоку проводилася до тих пір поки не починалися кризові явища, характерною ознакою яких було швидке підвищення температури в зоні нагріву.

Методика обробки експериментальних даних проводилася наступним чином.

Дослідження теплопередавальних характеристик проводилося з термосифонами, коефіцієнт заповнення яких складав від 0,3 до 2,14 від об'єму зони нагріву:

$$K_3 = \frac{V_p}{V_\Sigma}, \quad (3.1)$$

де,  $V_p$  - об'єм теплоносія;  $V_\Sigma$  - загальний об'єм зони нагріву термосифону.

В ідеальних умовах тепловий потік, підведений до термосифону повинен дорівнювати тепловому потоку, відведеному від нього. Але в реальних умовах частина підведеної теплоти, незважаючи на ізоляцію, втрачається в навколишнє середовище. Тому розрахунки теплопередавальних характеристик термосифонів велись по відведеному тепловому потоку.

По показанням термопар 12 ( $t_{вих}$  і  $t_{вх}$ ) при відомій питомій теплоємності  $C_p$  і витрати води  $G$  розраховувався реальний відведений тепловий потік, що передавався термосифоном.

$$Q_{від} = G \cdot C_p (T_{вих} - T_{вх}), \quad (3.2)$$

де  $G$  – витрата води, яка охолоджує зону конденсації, кг/с;  $C_p$  – ізобарна теплоємність охолоджуючої води, кДж/кгК;  $T_{вих}$  – температура охолоджуючої води на виході з конденсатора,  $^{\circ}\text{C}$ ;  $T_{вх}$  – температура охолоджуючої води на вході в конденсатор,  $^{\circ}\text{C}$ .

По відомим значенням середніх температур в зонах нагріву і конденсації, а також величині реально теплового потоку, що передавався, в подальшому розраховувалася величина термічного опору:

$$R = \frac{\Delta t}{Q_{отв}} = \frac{\overline{t_{3H}} - \overline{t_{3K}}}{Q_{отв}}, \quad (3.3)$$

де  $\overline{t_{3H}}$  і  $\overline{t_{3K}}$  - відповідно, середні температури в зонах нагріву і конденсації:

$$\overline{t_{3H}} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 t_i, \quad (3.4)$$

$$\overline{t_{3K}} = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^3 t_j, \quad (3.5)$$

де  $i$  – номери термопар в зоні нагріву,  $j$  – номери термопар в зоні конденсації.

Середня амплітуда пульсацій температури  $A_t$  визначалася для кожного теплового потоку при сталому режимі.

$$A_t = \frac{\sum_{i=1}^n (t_{\max i} - t_{\min i})}{n}, \quad (3.6)$$

де  $t_{\max i}, t_{\min i}$  – максимальна і мінімальна температури для  $i$ -тої пульсації,  $^{\circ}\text{C}$ ;  $n$  – кількість пульсацій за час сталого режиму.

Середній період коливань температури розраховувався також для кожного сталого режиму теплового потоку по різниці часу між вершинами хвиль.

$$\tau_{cp} = \frac{\tau_n - \tau_1}{n}, \quad (3.7)$$

де  $\tau_n, \tau_1$  – час вершин останньої і першої хвилі;  $n$  – кількість хвиль.

Густина теплового потоку визначалася окремо для кожної з зон теплообміну по відомому тепловому потоку, що відводився.

$$q = \frac{Q_{\text{від}}}{F}, \quad (3.8)$$

де  $F$  – внутрішня площа поверхні теплообміну.

В подальшому розраховувалися коефіцієнти тепловіддачі також окремо для зони нагріву

$$\alpha_{3H} = \frac{q_{3H}}{\overline{t_{3H}} - \overline{t_{3M}}}, \quad (3.9)$$



де  $\bar{t}_{zm}$  - середня температура зони транспорту (адіабатної зони),

і для зони конденсації

$$\alpha_{zk} = \frac{q_{zk}}{\bar{t}_{zm} - \bar{t}_{zk}}. \quad (3.10)$$

Похибки первинних експериментальних даних приведені в таблиці 3.2.

Таблиця 3.2

	$\Delta T$	$Q_{від}$	$q_{zn}$	$q_{zk}$	$\alpha_{zn}$	$\alpha_{zk}$	$R_{mc}$
min %	4,52	5,06	5,86	5,23	6,87	6,44	7,78
max %	10,25	10,25	10,76	10,05	15,67	15,45	16,65

### 3.2 Пульсаційні явища в мініатюрних двофазних закритих термосифонах

В більшості випадках при дослідженні теплопередавальних характеристик двофазних термосифонах спостерігаються пульсації температур стінки як в зоні нагріву, так і в зоні конденсації. Це зв'язують з активацією центрів пароутворення, в результаті чого частина перегрітої рідини викидається з зони нагріву в зону конденсації. Таке явище називають «geyser boiling» [41,42,43,179,181]. Воно залежить як від типу рідини і кількості заправки, так і від режимних параметрів. Проведені дослідження показали, що для всіх вибраних типорозмірів термосифонів є область теплових потоків, в якій має місце пульсаційні явища. В основному ця область лежить в діапазоні початкових теплових потоків, коли в зоні нагріву термосифона складаються умови для активації хоч би одного центру пароутворення.

Для активації центра пароутворення на тепловіддаючій поверхні зони нагріву термосифона необхідно створити деякий перегрів рідини по відношенню до температури насичення. Зародження і початок росту парової бульбашки діється при деякої мінімальної різниці між температурою поверхні нагріву  $T_{cm}$  і температурою насичення рідини  $T_s$ . Зв'язок перепаду

температур  $\Delta T_{cm}$  з критичним радіусом зародка  $R_k$  описується наступною залежністю [19,107]:

$$T_{cm} - T_s = \Delta T_{cm} = \frac{2\sigma T_s}{r\rho''R_k}, \quad (3.11)$$

Однак, залежність (3.11) справедлива лише для рівномірно перегрітої рідини. В реальних умовах кипіння рідини на поверхні нагріву ця залежність дає занижені результати. Так для води перегрів поверхні  $\Delta T_{cm}$ , при якій починається процес пароутворення в експериментах [19], складало  $11,1^{\circ}\text{C}$ , а розрахунок по (3.11) дає значення  $1,7^{\circ}\text{C}$ . Враховуючи цю обставину в [90] представлено новий підхід для визначення температури початку кипіння на поверхні теплообміну. Автори розглядали процес виникнення парового зародка як елементарний вибух, к описанню якого можна застосувати теорію катастроф. Базуючись на некоректності застосування рівняння Клапейрона – Клаузіуса в визначенні  $\Delta p$ , в формулу Лапласа рекомендується підставляти значення тиску рідкої і парової фаз, розрахованих з рівняння Ван-дер-Ваальса. Отримана залежність (3.8) дозволяє з меншою похибкою розраховувати  $\Delta T_{cm}$ , при якій виникають перші зародки парових бульбашок на поверхні теплообміну.

$$T_{cm} - T_s = \Delta T_{cm} = \frac{2\sigma}{\Re \tilde{\rho}'' R_k}, \quad (3.12)$$

де  $\Re$  - газова стала, Дж/(кг·К).

В рівнянні приймається  $\tilde{\rho}'' = \rho'' = \rho_s$  при малих перегрівах рідини у поверхні нагріву.

Критичний радіус зародка парової бульбашки залежить від багатьох факторів, к числу яких відносяться тиск в системі і перегрів поверхні теплообміну відносно до температури насичення. В процесі роботи термосифона тиск в ньому змінюється в широкому діапазоні. Так, при початкових теплових потоках тиск в термосифоні з внутрішнім діаметром  $9 \cdot 10^{-3}\text{м}$  із теплоносієм - водою не перевищував  $2,3 \cdot 10^3\text{Па}$ , а при максимальних теплових потоках воно досягало  $2,0 \cdot 10^5\text{Па}$ . Існує також залежність кількості

центрів пароутворення від шорсткості поверхні нагріву. В нашому випадку шорсткість поверхні зони нагріву приближалася до дзеркальної. Тому кількість потенційних центрів пароутворення було мінімальним. При цьому рідина в зоні нагріву уже при мінімальних теплових потоках була перегріта і знаходилася в метастабільному стані. Активація навіть першого центра пароутворення в цьому випадку приводила к вибуховому характеру кипіння. Після відриву парової бульбашки її розміри в процесі руху в зоні нагріву безперервно зростали за рахунок випаровування перегрітої рідини на її міжфазній границі. Частка рідини виштовхувалася паровою бульбашкою, яка безперервно зростає, в зону конденсації, де вона охолоджувалася нижче температури насичення і в подальшому разом з конденсатом стікала по стінкам термосифона в зону нагріву. Стислі умови накладають свій відбиток і на теплову картину в зоні нагріву. Формування теплового пограничного шару рідини для різних діаметрів термосифонів показано на рис.3.3.

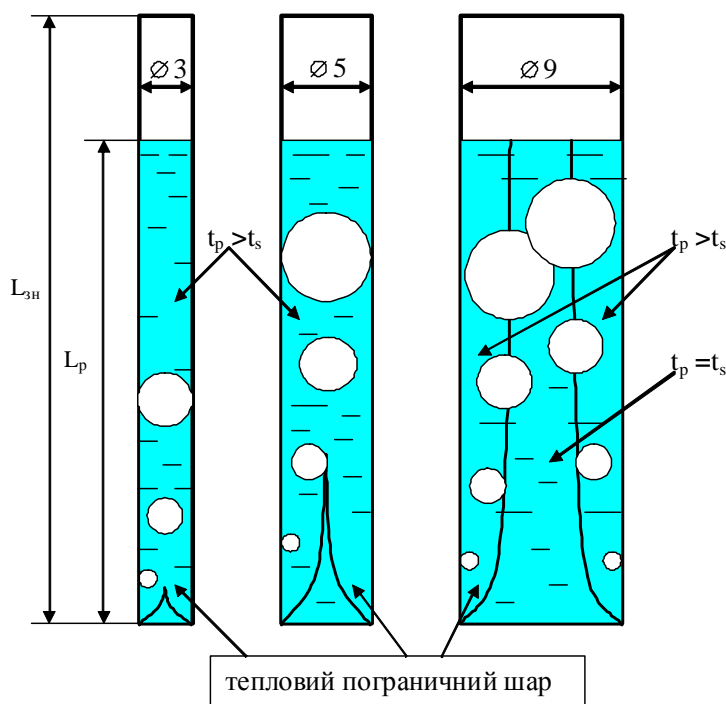


Рис.3.3. Схема формування теплового пограничного шару в зоні нагріву для різних діаметрів термосифонів.

Як видно з рис.3.3 тепловий пограничний шар при зменшенні внутрішнього діаметру термосифона може зникати на малих висотах і

рідина по всій висоті буде знаходитися в перегрітому (метастабільному) стані.

Згідно [155] товщина гідродинамічного пограничного шару залежить від в'язкості рідини  $\nu$ , довжини поверхні нагріву  $l$  і швидкості руху рідини  $W$  вздовж поверхні нагріву. Вона дорівнює:

$$\delta_{\Gamma} = 5\sqrt{\frac{\nu l}{W}}. \quad (3.13)$$

Товщина теплового пограничного шару  $\delta_T$  рідин менша ніж гідродинамічного граничного шару і підпорядковується залежності:

$$\frac{\delta_T}{\delta_{\Gamma}} \approx \frac{1}{\sqrt{\text{Pr}}}. \quad (3.14)$$

На рис.3.4 показано порівняння товщини теплового пограничного шару і гідродинамічного вибраних рідин. Для води при великих тисках  $\delta_T \approx \delta_{\Gamma}$ .

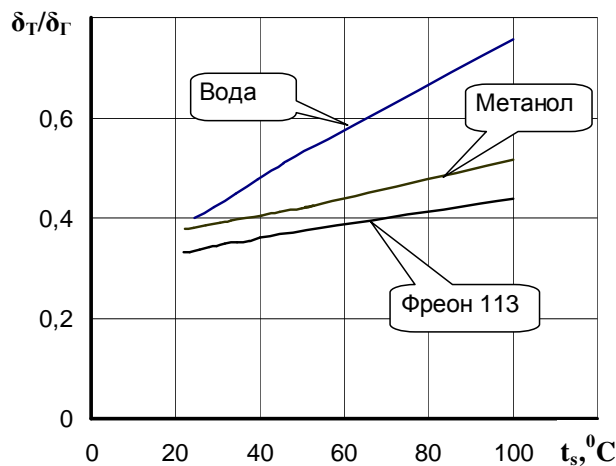


Рис.3.4. Співвідношення теплового і гідродинамічного шару від температури насичення.

З рівнянь (3.13) і (3.14) можна отримати приблизну товщину теплового пограничного шару:

$$\delta_T \cong \frac{5}{\sqrt{\text{Pr}}} \sqrt{\frac{\nu l}{W}}. \quad (3.15)$$

В рівнянні (3.15) швидкість конвективного руху рідини  $W$  залежить від перепаду температур між її холодними і гарячими шарами. Підйомний рух перегрітої рідини здійснюється за рахунок сил Архімеда, яка дорівнює

$$F_A = gV(\rho_s - \rho_p^{cm}), \quad (3.16)$$

де  $V$  – об’єм елементу перегрітої рідини;  $\rho_s, \rho_p^{cm}$  – густини рідин при температурі насичення і при температурі стінки.

Швидкість руху гарячого шару залежить від його витрати  $G$ , яка в свою чергу визначається величиною теплового потоку, що підводиться  $Q_{nid}$ . Тоді швидкість руху гарячого шару буде

$$W = \frac{F_A}{G} = \frac{gV(\rho_s - \rho_p^{cm})}{G}. \quad (3.17)$$

З іншого боку на елементарний об’єм рідини  $V$ , який рухається зі швидкістю  $W$ , діє сила в’язкого тертя – сила Стокса.

$$F_C = \rho_s \nu W \sqrt[3]{V}. \quad (3.18)$$

Співвідношення сил Архімеда і сили Стокса дасть нам реальну швидкість руху елементарного об’єму вздовж стінки нагрівача.

Але ця швидкість значно менше, ніж рух парових бульбашок при кипінні. Попередні експерименти по кипінню води за допомогою швидкісної кінозйомки [8] показали, що швидкість парових бульбашок в залежності від їх розмірів лежить в діапазоні від 0,1 м/с до 0,5 м/с. Таким чином можна передбачувати, що швидкість конвективного руху рідини буде значно менше 0,1 м/с. На рис.3.5. показано вплив типу рідини і швидкості руху на середню товщину теплового пограничного шару, де видно, що в залежності від внутрішнього діаметру термосифона і типу теплоносія в зоні нагріву тепловий пограничний шар має таку товщину, що може зникати всередині зони і перегріватися відносно температури насичення. Для внутрішніх діаметрів  $3 \cdot 10^{-3}$  м і  $5 \cdot 10^{-3}$  м практично для всіх теплоносіїв рідина в центрі зони нагріву буде знаходитися в метастабільному стані і активація першого центру пароутворення приведе до вибухового характеру кипіння, при якому парова бульбашка перекриє весь канал зони нагріву і виштовхне деяку кількість теплоносія в зону конденсації.

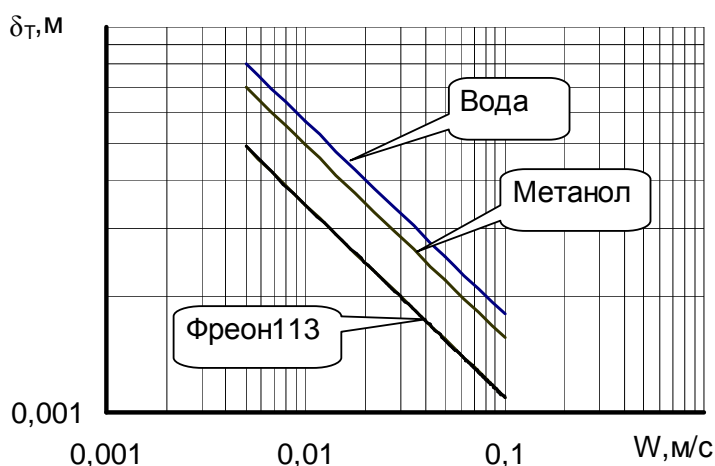


Рис. 3.5. Залежність товщини теплового пограничного шару від швидкості руху рідини вздовж поверхні нагріву (розрахунок по рівнянню 3.15).

При цьому температура в зоні нагріву різко знизиться, а в зоні конденсації підвищиться. Для внутрішнього діаметра  $9 \cdot 10^{-3}$  м пульсації температури і відповідно перенос рідини в зону конденсації спостерігався для води в якості теплоносія. Якщо в термосифон заправляли етиловий спирт, метанол і фреон 113, то пульсації температури поверхні нагріву були незначними і практично не спостерігалися.

Для теплоносія води така температурна картина початку кипіння добре видна на рис. 3.6. Як видно з рис. 3.6, всі три термопари, які були встановлені в зоні нагріву показували різні значення, в той же час температура в зонах транспорту і конденсації практично була однаковою. В зоні нагріву термопара 3 була установлена на рівні верхнього краю теплоносія, який заправлений в термосифон. В цієї області були створені найліпші умови відводу теплоти, тому що стікаюча з зони конденсації плівка, інтенсивно випаровувалася і ефективно охолоджувала верхню частину зони нагріву. В нижній області зони нагріву умови виникнення парових бульбашок були ускладнені, так як тепловий пограничний шар там тільки починав формуватися. Тому для активації центра пароутворення необхідно було зробити значний перегрів відносно температури насичення  $T_s$ .

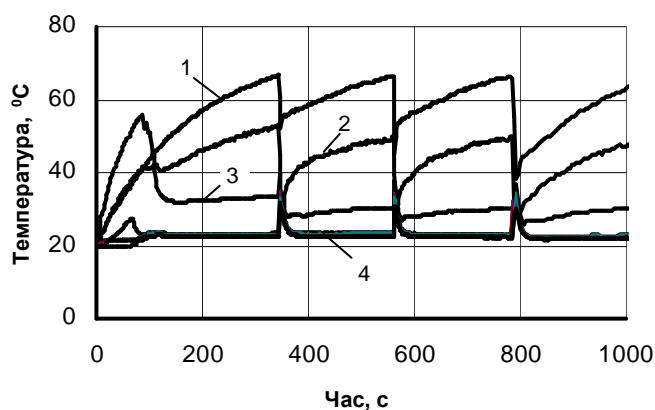


Рис. 3.6. Пульсації температури в зонах теплообміну термосифона ( $d_{\text{ен}}=9\cdot 10^{-3}$  м, теплоносій – вода) при тепловому потоці  $Q = 20\text{Вт}$  (початок дії центрів пароутворення): 1- температура в нижній точці зони нагріву; 2 - температура в середній точці зони нагріву; 3 - температура в верхній точці зони нагріву; 4 – температури в зоні транспорту і конденсації.

Так, перегрів рідини в цієї частини досягав  $40^{\circ}\text{C}$ . В середній області товщина перегрітого шару була більшою по відношенню до нижній, і тому вірогідність виникнення парових бульбашок була вище. Температурний перегрів тут не перевищував  $30^{\circ}\text{C}$ . Однак, незважаючи на різні умови формування теплового пограничного шару по висоті зони нагріву, достатньо було де-небудь виникнути однієї парової бульбашки, як лавиноподібне температура в неї знижалася, і центри пароутворення затухали. Наступав період чекання, при якому знов починався процес формування теплового пограничного шару до виникнення наступної парової бульбашки.

Період чекання з підвищенням теплового потоку зменшувався, і парові бульбашки утворювалися з більшою частотою (рис.3.7). Амплітуда пульсацій температури знижалася і при деякому тепловому потоці вона практично не була помітна. Так, при тепловому потоці  $Q = 60\text{ Вт}$  (рис.3.7,а) амплітуда пульсацій температури знижувалася до  $20^{\circ}\text{C}$ , а при  $Q = 100\text{Вт}$  (рис.3.7,б) вона уже не перевищувала  $10^{\circ}\text{C}$ .

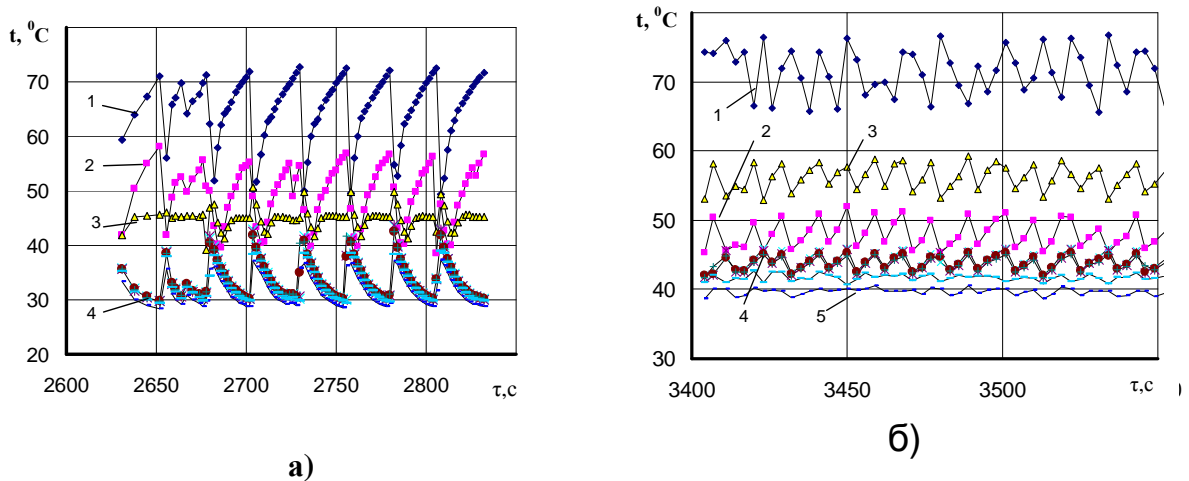


Рис. 3.7. Пульсації температури в зонах теплообміну термосифона ( $d_{\text{вн}}=9 \cdot 10^{-3}$  м, теплоносій – вода): а)  $Q = 60$  Вт; б)  $Q = 100$  Вт; 1 - нижня точка зони нагріву; 2 - середня точка зони нагріву; 3 - верхня точка зони нагріву; 4 – зона транспорту; 5- зона конденсації.

При збільшенні теплового потоку до  $Q = 200$  Вт (рис.3.8) пульсації температури практично припинялися.

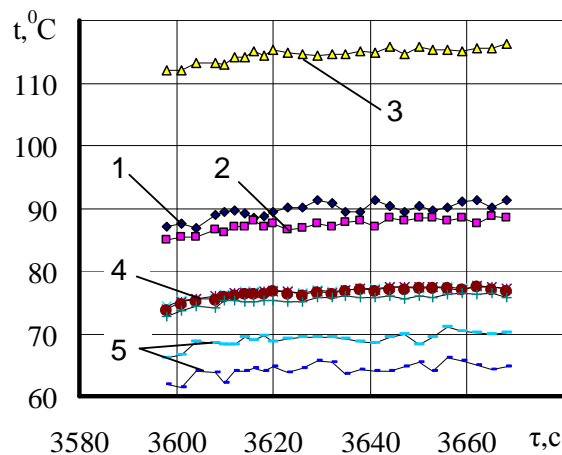


Рис. 3.8. Пульсації температури в зонах теплообміну термосифона ( $d_{\text{вн}}=9 \cdot 10^{-3}$  м, теплоносій – вода): 1 - нижня точка зони нагріву; 2 - середня точка зони нагріву; 3 - верхня точка зони нагріву; 4 –зона транспорту; 5- зона конденсації.

Викидів рідкої фази в зону конденсації вже не спостерігалось, і температура в верхній частині зони нагріву почала перевищувати



температуру в середній і нижній областях, що свідчило о частковому змочуванні цієї частини зони нагріву стікаючої плівкою конденсату.

В загальному випадку амплітуда і період пульсацій температури залежить від теплофізичних властивостей рідини, режимних ( $q_{\text{зн}}$ ,  $G$ ) і геометричних факторів ( $K_3$ ,  $d_{\text{пп}}$ ).

Оскільки основний відбір теплоти від поверхні нагріву відбувається за рахунок теплоти пароутворення рідини, то в експериментах значні амплітуди пульсацій спостерігалися тільки для води в якості теплоносія. Для інших теплоносіїв (метанол, етанол, фреон113) амплітуди пульсацій були значно меншими і при підвищенні теплового потоку практично зникали.

На рис.3.9 показано вплив витрати охолоджуваної рідини через конденсатор на амплітуду пульсацій температури в зоні нагріву в області термопари 1 при зміні питомого теплового навантаження (теплоносіїв – вода).

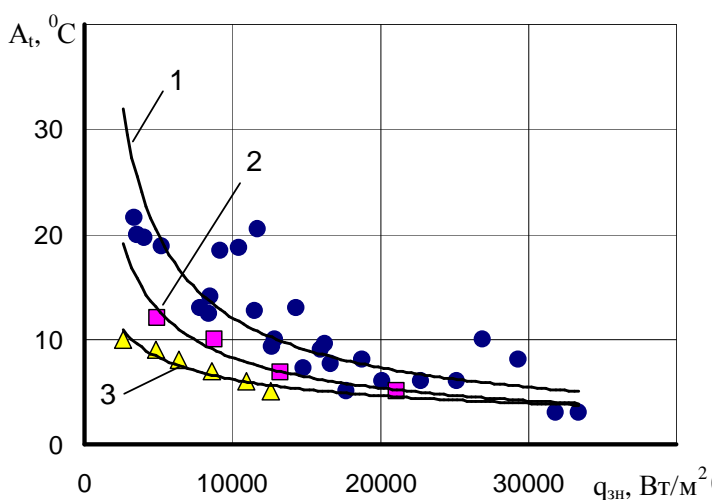


Рис. 3.9. Залежність амплітуди пульсацій температури в зоні нагріву від густини теплового потоку ( $d_{\text{ен}}=9 \cdot 10^{-3}$  м, теплоносіїв – вода,  $K_3=0,8$ ): Витрата охолоджуваної рідини  $G$ : 1-  $1,75 \cdot 10^{-3}$  кг/с; 2 -  $4,6 \cdot 10^{-3}$  кг/с; 3 –  $7,85 \cdot 10^{-3}$  кг/с.

З рисунка видно, що найбільша амплітуда пульсацій температури спостерігається в області малих теплових навантажень. Збільшення витрати охолоджуваної рідини з  $G = 1,75 \cdot 10^{-3}$  кг/с до  $G = 7,85 \cdot 10^{-3}$  кг/с суттєво знижує амплітуду пульсацій. Причому така тенденція зниження амплітуди температурних пульсацій спостерігалася і на скляних термосифонах. Досить

велика амплітуда пульсацій при малих значеннях витрати охолоджувальної води через конденсатор зв'язана зі зниженням інтенсивності тепловіддачі в зоні конденсації, що призводить до значного перегріву теплоносія в зоні нагріву і збільшенню часу між активацією центрів пароутворення. При цьому слід враховувати, що тиск всередині термосифону значно нижче атмосферного (при  $t_s=30^0\text{C}$ ,  $P=0.042\cdot 10^5\text{Па}$ ).

Збільшення коефіцієнту заповнення також призводить до зростання амплітуди пульсацій (рис.3.10). При цьому можна відстежити вплив і внутрішнього діаметра термосифона. Для термосифонів з  $d_{\text{вн}}=9\cdot 10^{-3}\text{м}$  амплітуда пульсацій більше, ніж у термосифонів з  $d_{\text{вн}}=5\cdot 10^{-3}\text{м}$ . Так при  $q_{\text{зн}}=2\cdot 10^4\text{Вт/м}^2$  у термосифона з  $d_{\text{вн}}=9\cdot 10^{-3}\text{м}$  ( $K_3=0,8$ ) амплітуда дорівнює  $20^0\text{C}$ , а у термосифона з  $d_{\text{вн}}=5\cdot 10^{-3}\text{м}$  ( $K_3=0,97$ ) – приблизно  $13^0\text{C}$ . Однак при підвищенні  $K_3$  (до 1,93,  $d_{\text{вн}}=5\cdot 10^{-3}\text{м}$ ) пульсації температури стабілізуються на деякому рівні і в подальшому мають тенденцію до зменшення.

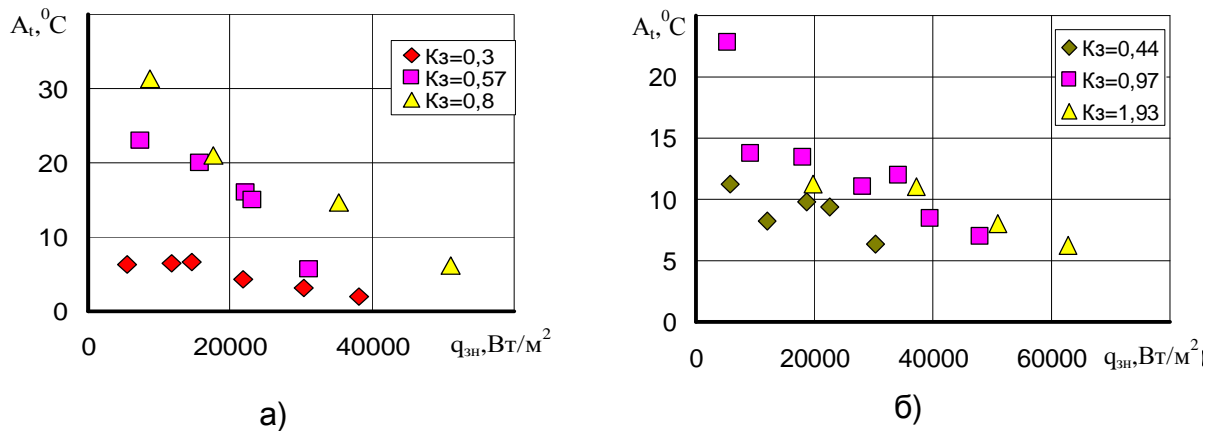


Рис. 3.10. Вплив коефіцієнта заповнення на амплітуду пульсацій температури в зоні нагріву ( $G = 4,6 \cdot 10^{-3}\text{кг/с}$ ) : а)  $d_{\text{вн}}=9\cdot 10^{-3}\text{ м}$  ; б)  $d_{\text{вн}}=5\cdot 10^{-3}\text{ м}$  .

Зміна кута нахилу практично не впливала на величину амплітуди температурних коливань.

В результаті узагальнення експериментальних даних по амплітуді пульсацій температури в мініатюрних двофазних термосифонах була отримана емпірична залежність:

$$A_t = 75 \cdot K_z^{1.5} \cdot G^{-0.42} \cdot q_{zh}^{-0.6} \left( \frac{d_{вн}}{l_{zh}} \right). \quad (3.19)$$

Залежність (3.19) узагальнює 80% експериментальних даних для води з розкидом  $\pm 35\%$  і справедлива в діапазоні коефіцієнтів заповнення  $K_z$  від 0,3 до 1,93, витрат охолоджувальної води  $G$  від  $1,75 \cdot 10^{-3}$  кг/с до  $7,85 \cdot 10^{-3}$  кг/с та симплекса  $d_{вн}/l_{zh}$  від 0,015 до 0,111 (рис.3.11).

Густина теплового потоку, при якій виникають пульсації температури зв'язана з початком активації перших центрів пароутворення, а практичне зникнення пульсацій спостерігається при густинах теплових потоків порядку  $100 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>.

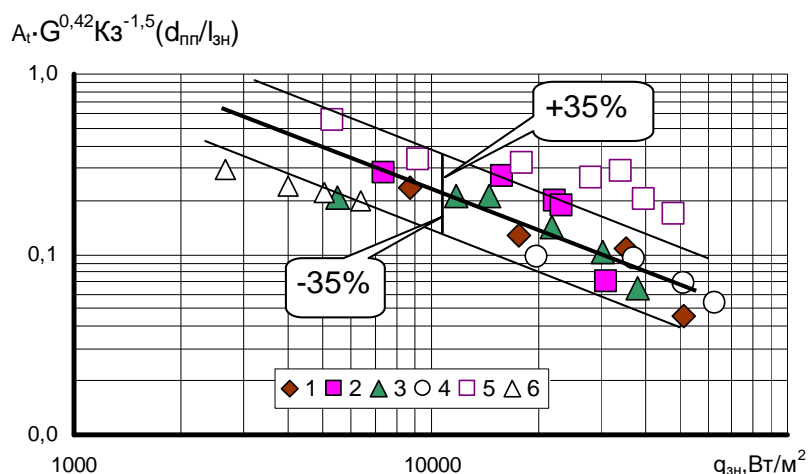


Рис. 3.11. Узагальнення експериментальних даних по рівнянню (3.19):  
 1...3 —  $d_{вн} = 9 \cdot 10^{-3}$  м; 4,5 —  $d_{вн} = 5 \cdot 10^{-3}$  м; 6 —  $d_{вн} = 3 \cdot 10^{-3}$  м;  $K_z$ : 1 — 0,8; 2 — 0,57; 3 — 0,3; 4 — 1,93; 5 — 0,97; 6 — 0,83.

Важною характеристикою так званого явища як «geyser boiling» є період таких пульсаційних коливань температури. Як і в випадку з амплітудою температурних пульсацій період їх залежить від густини теплового потоку, а також від коефіцієнта заповнення  $K_z$ . На рис. 3.12 показано вплив  $K_z$  на період пульсаційних хвиль. Як видно, що збільшення  $K_z$  призводить до зростання часу між періодичними пульсаціями, а підвищення теплового потоку до зменшення періоду.

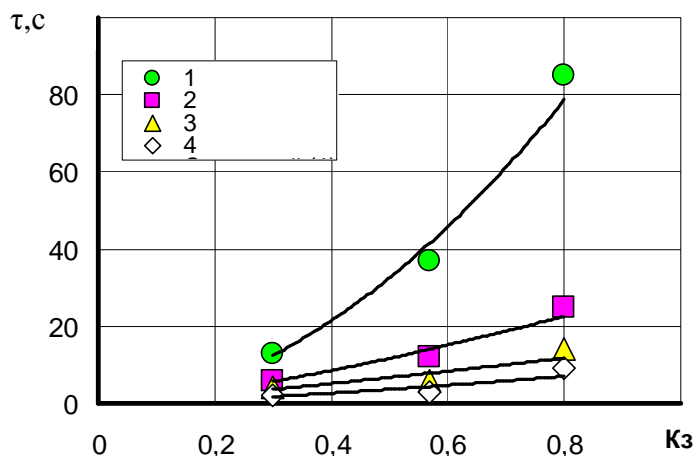


Рис. 3.12. Вплив коефіцієнта заповнення  $K_z$  і теплового потоку на період пульсаційних хвиль ( $d_{\text{вн}} = 9 \cdot 10^{-3}$  м, вода). Тепловий потік  $Q$ : 1 – 50 Вт; 2 – 100 Вт; 3 – 150 Вт; 4 – 200 Вт.

В роботі [43], де внутрішній діаметр термосифона був  $15 \cdot 10^{-3}$  м і в якості теплоносія використовувався метанол, показано збільшення періоду з підвищенням  $K_z$ , однак амплітуда пульсацій не перевищувала  $10^0$  °C при активації перших центрів пароутворення ( $q_{\text{зн}} \approx 5 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>). При цьому період був більше 300с. В той же час в наших експериментах при кипінні метанолу в термосифоні з  $d_{\text{вн}} = 5 \cdot 10^{-3}$  м при  $q_{\text{зн}} = 4,7 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup> амплітуда пульсацій температури була  $23,4^0$  C, а період 75с. Це свідчить про те, що збільшення  $d_{\text{вн}}$  призводить до зростанню часу між викидами частини теплоносія в зону конденсації і при цьому зменшує температурні коливання стінки термосифона в зоні нагріву. Підтвердженням цього є дані роботи [42], де при еквівалентному діаметрі  $d_{\text{вн}} = 38 \cdot 10^{-3}$  м (теплоносій – вода) період пульсацій досягав  $\tau = 1000$  с, а амплітуда не перевищувала  $1^0$  C. Такий перебіг подій пояснюється тим, що при зменшенні внутрішнього діаметру термосифона товщина теплового граничного шару заповняє практично весь перетин зони нагріву і теплоносій перегрівається відносно температури насичення. Якщо враховувати, що виникнення парової бульбашки відбувається як маленький вибух, то накопичувана теплова енергія теплоносія практично миттєво передається через міжфазну границю і перетворюється в пар. За рахунок

перепаду тиску між зонами нагріву і конденсації таке парове утворення викидає частину теплоносія, що розташоване над ним, в зону конденсації. В залежності від ступеня перегріву теплоносія температурні пульсації будуть різними, але при зменшенні  $d_{вн}$  вони будуть зростати в порівнянні з більшими  $d_{вн}$ . В той же час формування теплового граничного шару після викиду частини теплоносія буде проходити за менший протяг часу (частота пульсацій збільшується), ніж у термосифонах з більшими  $d_{вн}$  (рис.3.13).

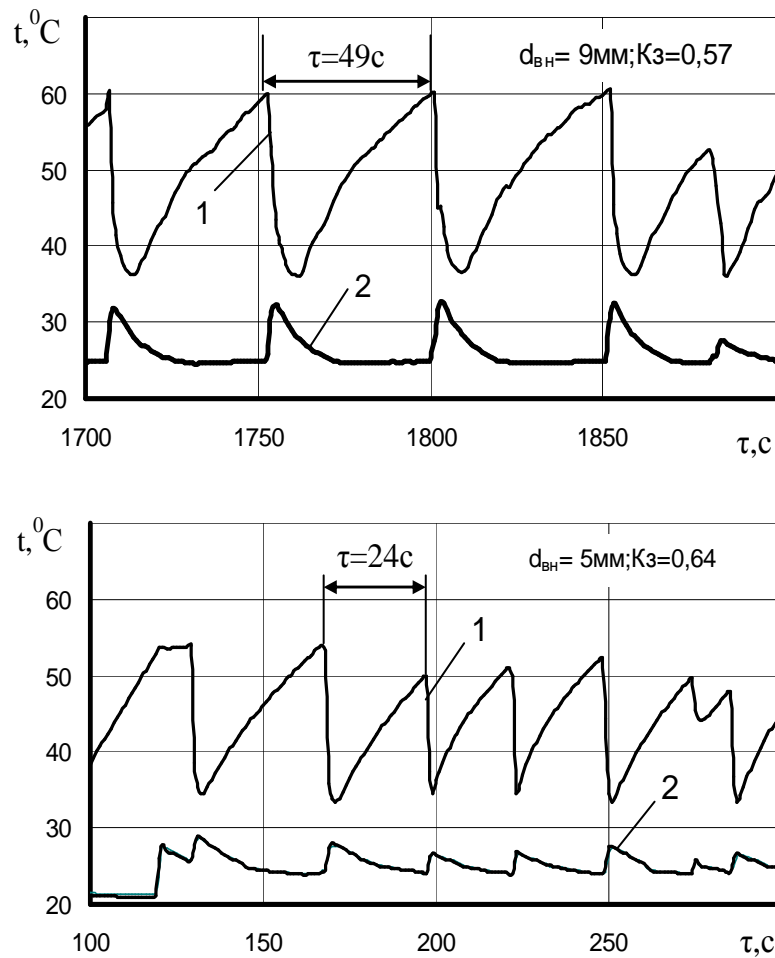


Рис. 3.13. Вплив внутрішнього діаметру термосифона на період температурних пульсацій: 1 – температура в зони нагріву; 2 – температура в зоні конденсації.

Це підтверджується на рис.3.14, де показано вплив  $d_{вн}$  на період пульсаційних хвиль для приблизно однакової густини теплового потоку  $q_{зн} \approx 8 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$ . Як видно, період пульсацій для термосифону з  $d_{вн} = 9 \cdot 10^{-3} \text{ м}$

приблизно в два рази перевищує період для термосифону з  $d_{\text{вн}} = 5 \cdot 10^{-3}$  м. Також на рис.3.14 показано вплив  $d_{\text{вн}}$  і теплового потоку на величину періоду при приблизно однаковому  $K_z \approx 0,8 \pm 0,05$ .

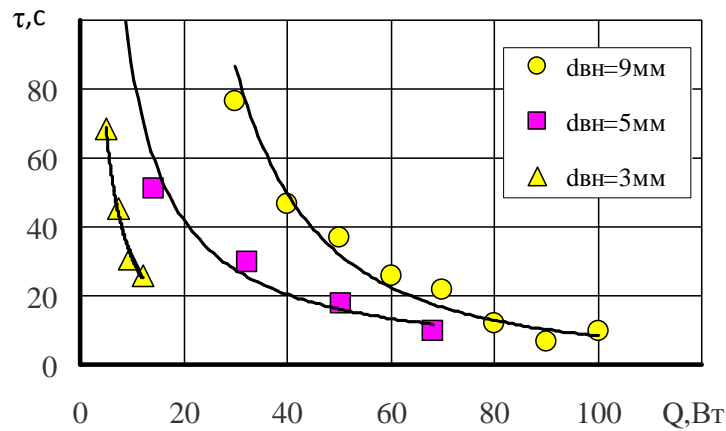


Рис. 3.14. Залежність періоду пульсацій від теплового потоку (теплоносії – вода,  $K_z \approx 0,8 \pm 0,05$ ).

Узагальнюючи експериментальні дані по періоду пульсаційних хвиль отримано емпіричну залежність:

$$\tau = 2 \cdot 10^6 K_z^{1.5} q_{\text{зн}}^{-1.17}. \quad (3.20)$$

Залежність (3.20) узагальнює 70% експериментальних даних для води з розкидом  $\pm 35\%$  і справедлива в діапазоні коефіцієнтів заповнення  $K_z$  від 0,3 до 1,0, витрати охолоджувальної води  $G$   $4,6 \cdot 10^{-3}$  кг/с і густини теплового потоку в діапазоні від  $600 \text{ Вт/м}^2$  до  $60 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$ . Це рівняння також узагальнює дані [42] для еквівалентного діаметру  $d_{\text{вн}} = 38 \cdot 10^{-3}$  м і  $K_z = 1,0$ , а також дані [186] для  $d_{\text{вн}} = 12 \cdot 10^{-3}$  м і  $K_z = 0,8$  (рис. 3.15).

Таким чином, проведенні дослідження показали, що при малих теплових потоках спостерігаються явища пульсацій температури в зонах теплообміну двофазних термосифонів. Причому амплітуда пульсацій найбільша в зоні нагріву в момент початку кипіння. З ростом теплових потоків амплітуди пульсацій знижуються і в подальшому припиняються. Амплітуда пульсацій і

їх період є величинами, залежними від багатьох параметрів, і насамперед від геометричних характеристик термосифонів ( $d_{\text{вн}}$ ).

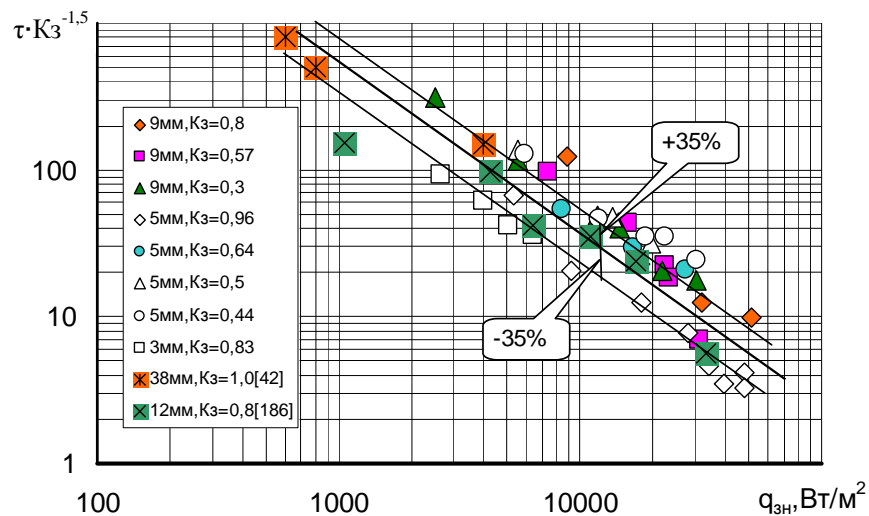


Рис. 3.15. Узагальнення експериментальних даних періоду пульсацій по рівнянню (3.20).

Для надійної роботи теплообмінного обладнання необхідно знати діапазон теплових навантажень, де пульсаційні явища мають місце і урахувати при проектуванні систем охолодження електронної апаратури.

### 3.3 Початок кипіння в мініатюрних двофазних термосифонах

Зараз визнано, що причиною появи зародків парової фази є флуктуації щільності, які викликані безладним тепловим рухом молекул. Висновки класичної молекулярно-кінетичної теорії [110,111,112] дозволяють прийти к досить надійним і простим результатам. Молекулярно-кінетичний підхід к виникненню парової фази ґрунтується на припущенні, що в рідині існують молекули з різними енергетичними потенціалами. Деяка кількість молекул мають енергію, яка значно перевищує середній рівень. При зіткненні таких молекул з молекулами, які мають меншу енергію, стає виникнення більш крупних молекул, які в подальшому здатні приєднувати інші менш активні молекули. Енергія такої молекулярної сполуки підвищується до деякого критичного рівня, і ця сполука молекул переходить в становище нестійкої рівноваги, яка може порушитися в результаті приєднання або окремої

молекули, або при співударі з другою групою молекул. При підводі теплової енергії к системі така сполука може зіграти роль зародка парової фази. Подолав деякий енергетичний бар'єр, система з нестійкої рівноваги переходить в стійку. Цей перехід проходить за короткий проміжок часу і носить вибуховий характер.

Багато експериментальних та аналітичних досліджень показали, що виникнення парової фази (зародків парових бульбашок) значно легше діється на твердій поверхні нагріву, чім в об'ємі рідини. Тобто, в гетерогенних системах цей енергетичний бар'єр значно нижче, чім в гомогенних. В любому випадку системі необхідно подолати деякий енергетичний бар'єр при переході зі становища рідкої фази в стан з життєздатним зародком на ділянці поверхні.

Вірогідність початку пароутворення на такої ділянці тим вище, чім нижче цей бар'єр. Прирощування термодинамічного потенціалу системи  $\Delta\Phi$  внаслідок появи парової бульки об'ємом  $V$  з поверхні  $F$  на теплообмінній поверхні  $F_{cm}$  можна виразить формулою [18,94]:

$$\Delta\Phi = (f'' - f') \cdot V \cdot \rho'' + \sigma F \left[ 1 - (1 - \cos \theta) \frac{F_{cm}}{F} \right], \quad (3.21)$$

де,  $f''$  та  $f'$  - питомі термодинамічні потенціали Гиббса для парової і рідкої фаз;  $F_{cm}$  - площа теплообмінної поверхні, що стикується паровою бульбашкою;  $\theta$  - граничний кут змочування.

Перший член рівняння (3.21) визначає роботу, що дорівнює різниці термодинамічних потенціалів пара і рідини. Другий член рівняння характеризує роботу по створенню поверхонь розділу між трьома фазами – твердій, рідкої і газоподібній. Величина цієї роботи залежить як від фізико - хімічних властивостей компонентів ( $\theta$ ), так і від геометричних  $F_{cm} / F$  особливостей розглянутого елемента поверхні. При ідеальному змочуванні  $\theta = 0^\circ$  ( $\cos \theta = 1$ ), робота виникнення поверхні розділу буде визначатися силами поверхневого натягу і буде при цьому максимальною. Ідеальне незмочування



( $\theta = 180^\circ$ ) призводить до мінімального значення роботи виникнення нових поверхонь. При всяких других постійних значеннях граничного кута змочування  $\theta$ , значну роль буде грати співвідношення площ поверхонь стінки  $F_{cm}$  і парової бульбашки  $F$ . Чім більша частина поверхні бульбашки  $F$  стикається з твердою поверхнею  $F_{cm}$ , тим робота виникнення нових поверхонь буде менша.

Існуючі на поверхні нагріву нерівності є найбільш можливими потенційними центрами пароутворення і вони більш переважні, ніж рівні ділянки [18,19,113]. На технічних поверхнях в заглибленнях існують ділянки зі слабкими молекулярними зв'язками між рідиною і поверхнею. Ці ділянки поверхні погано змочуються і є потенційними центрами пароутворення..

В нашому випадку, коли внутрішня поверхня термосифона перед заправкою теплоносієм підлягала дегазації в вакуумній камері, максимально були видалені можливі адсорбовані молекули повітря в заглибленнях і тріщинах. Теплоносій також був ретельно дегазовано, тому вірогідність існування газових включень в термосифоні була мінімальною.

Для виникнення парової бульбашки на тепловіддаючої поверхні необхідно, щоб температура її була більше температури насичення рідини  $T_s$ .

Мінімальний перепад температур між поверхнею нагріву і температурою насичення  $T_s$ , коли активується центр пароутворення, можна визначити по залежностям (3.11) [19], (3.12) [90].

Критичний радіус парової бульбашки  $R_{кр}$  залежить від багатьох факторів, і визначити його в реальних умовах досить трудна задача, яка в даний час ще не вирішена. Тому експериментальне визначення перепаду температур, при якому починають виникати центри пароутворення, є найбільш достовірним фактом.

На рис 3.16 представлена залежність температури стінки термосифонів в зонах теплообміну від часу для  $d_{вн} = 9 \cdot 10^{-3}$  м з водою і етанолом в якості теплоносіїв. Як видно з рис. 3.16 при підведенні теплової потужності спостерігається монотонне зростання температури нижньої термопари в зоні

нагріву до деякого значення, при якому активується перший центр пароутворення і паро рідинна суміш викидається в зону конденсації.

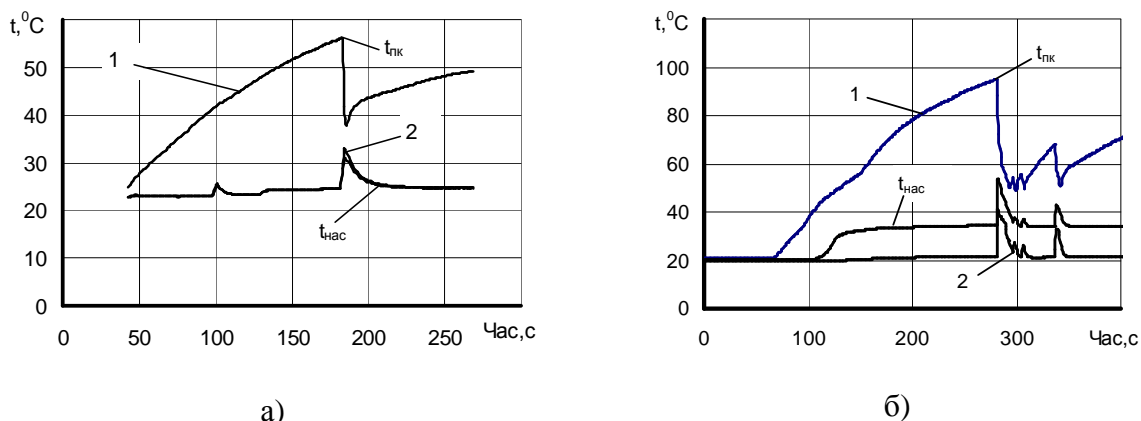


Рис. 3.16. Початок активації перших центрів пароутворення в зоні нагріву термосифона ( $d_{\text{вн}} = 9 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ):  $Q = 25 \text{ Вт}$  а), теплоносій – вода; б) теплоносій – етанол. Термопар: 1 –  $T_1$  (зона нагріву); 2 –  $T_2$  (зона конденсації).

Температура в зоні нагріву різко зменшується, а в зоні конденсації за той же відрізок часу температура підвищується. ( $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ ), які встановлені в зоні нагріву показували різні значення, в той же час температура в зоні транспорту практично не змінювалась. В зоні нагріву термопара  $T_3$  була встановлена на рівні верхнього краю теплоносія, заправленого в термосифон. В зоні нагріву, де розташовувалася термопара  $T_3$ , були створені найліпші умови відводу теплоти. В цю область з зони конденсації стікала плівка теплоносія, яка і охолоджувала верхню частину зони нагріву термосифона. В нижній часті зони нагріву умови виникнення парових бульбашок були гіршими в зв'язку з тим, що тепловий граничний шар в цієї області тільки починав формуватися. Тому для активації першого центра пароутворення в зоні нагріву термосифона повинний був значний перегрів. Причому в зоні розташування першої термопари температурний перепад був вище, чим в районі термопар  $T_2$  і  $T_3$ .

Якщо порівнювати дані по  $\Delta T_{\text{нк}}$  для води і етанолу (рис.3.17), то видно, що активація перших центрів пароутворення у етанолу твориться при більш

високих перегрівів, чім у води. Причому дані для етанолу автомобільні відносно густини теплового потоку в дослідженому діапазоні теплових навантажень, в той же час як для води спостерігається зростання  $\Delta T_{\text{нк}}$  з підвищенням  $q$ .

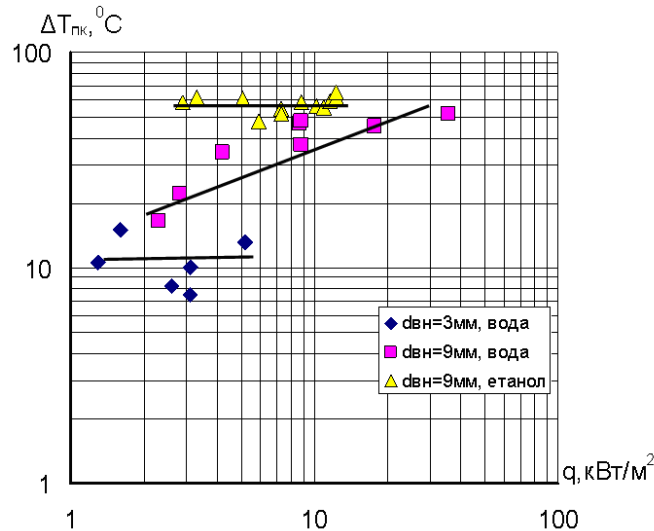


Рис. 3.17. Перегрів в зоні нагріву термосифонів різних діаметрів в залежності від густини теплового потоку до початку активації перших центрів пароутворення.

Перегрів рідини відносно температури насичення в термосифоні з  $d_{\text{вн}} = 3 \cdot 10^{-3}$  м також практично не залежить від густини теплового потоку. Значення  $\Delta T_{\text{нк}}$  лежать нижче, ніж у термосифона з  $d_{\text{вн}} = 9 \cdot 10^{-3}$  м. Це вірогідно дає вплив стиснених умов, оскільки внутрішній діаметр термосифона близький по своїм розмірам з діаметром зародка парової бульбашки.

Дійсно, якщо розрахувати по залежності (3.11)  $R_{\text{кр}}$  для умов початку кипіння в термосифоні з  $d_{\text{вн}} = 3 \cdot 10^{-3}$  м, то ми побачимо, що  $R_{\text{кр}} = 0,06 \cdot 10^{-3}$  м, що в 25 раз менше внутрішнього радіуса зони нагріву термосифона. Для  $d_{\text{вн}} = 9 \cdot 10^{-3}$  м розрахунок дає  $R_{\text{кр}} = 0,01 \cdot 10^{-3}$  м, що в 450 разів менше його внутрішнього радіуса.

Важною характеристикою є час, за який формується тепловий граничний шар в зоні нагріву до моменту активації першого центру пароутворення (рис.3.18).

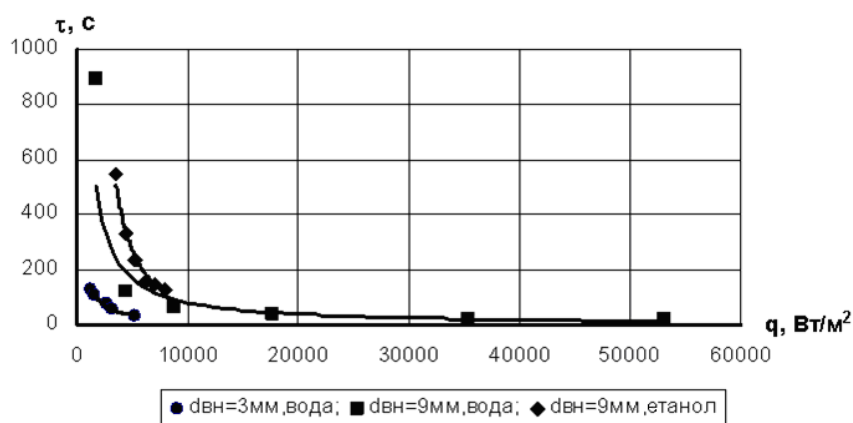


Рис. 3.18. Час формування граничного шару в залежності від густини теплового потоку.

Як видно з рис. 3.18 існує вплив густини теплового потоку на час, коли теплоносій перегріється до стану початку виникнення парової фази. Причому існує як вплив типу рідини (вода, етанол), так і геометричних розмірів зони нагріву. Також, чим вище початкова теплова потужність, тим швидше формується тепловий граничний шар і настає сталий режим роботи термосифона.

Абсолютні значення температур, до яких перегріється поверхня нагріву, необхідно знати при використанні термосифонів в системах охолодження реальних об'єктів (рис.3.19).

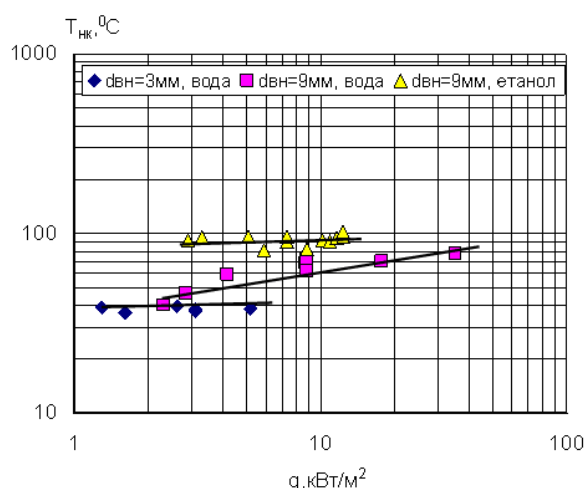


Рис. 3.19. Температура початку кипіння в залежності від густини теплового потоку.

Як показано на рис.3.19 рівень температур зони нагріву досягає значень, при яких може вийти з ладу прилад, що охолоджується термосифоном. Цікавим є факт, що густина теплового потоку практично не впливає на температуру початку кипіння рідини для термосифонів  $d_{\text{вн}} = 3 \cdot 10^{-3}$  м (теплоносій – вода) і  $d_{\text{вн}} = 9 \cdot 10^{-3}$  м (теплоносій – етанол). Для термосифона з  $d_{\text{вн}} = 9 \cdot 10^{-3}$  м (теплоносій-вода) при збільшення густини теплового потоку температура початку кипіння слабо підвищується.

#### 3.4 Вплив геометричних і режимних факторів на термічний опір і максимальні теплові потоки

Основними теплопередавальними характеристиками випарувально-конденсаційних систем є максимальні теплові потоки  $Q_{\text{max}}$  і мінімальні термічні опори  $R_{\text{min}}$ . Для вивчення впливу геометричних факторів (довжина зони нагріву і висота її заповнення теплоносієм) на ці основні характеристики теплопереносу в термосифонах з внутрішніми діаметрами  $3 \cdot 10^{-3}$  м і  $5 \cdot 10^{-3}$  м при однаковій висоті теплоносія змінювалася довжина зони нагріву (рис.3.20).

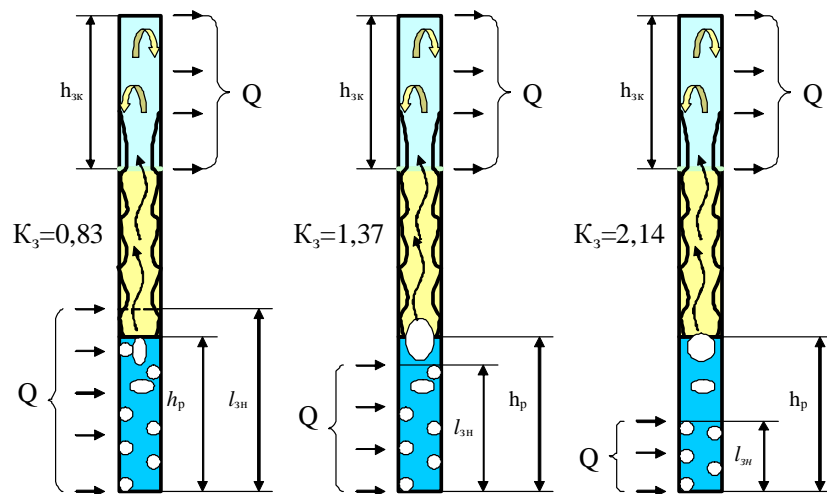


Рис. 3.20. Схема роботи термосифона з внутрішнім діаметром  $3 \cdot 10^{-3}$  м при різних  $K_3$  ( $h_p = \text{const}$ ).

В термосифоні з внутрішнім діаметром  $9 \cdot 10^{-3}$  м при однаковій довжини зони нагріву змінювалася кількість заповненого теплоносія (рис.3.21).

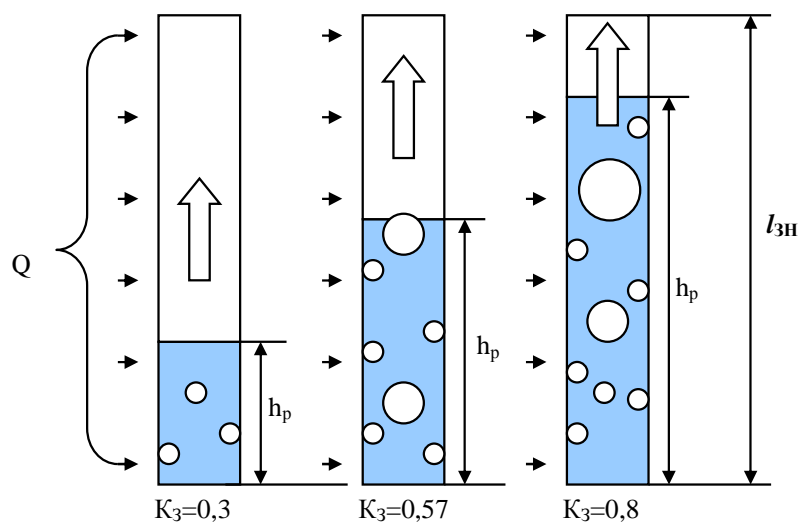


Рис. 3.21. Схема розташування теплоносія в зоні нагріву термосифона з внутрішнім діаметром  $9 \cdot 10^{-3}$  м при різних  $K_3$  ( $l_{3n} = \text{const}$ ).

Проведенні дослідження показали, що, як було вказано в роботі [108], початок ефективної роботи термосифона настає не зразу після включення теплового навантаження. Після подачі теплового потоку (180Вт, рис.3.22) температура в зоні нагріву починала монотонно зростати. При цьому передача теплової енергії через термосифон практично не відбувалася. Реальний тепловий потік, що передавався, був поблизу нуля. На рис. 3.22 видно, що температура в зоні нагріву за  $\sim 7$ с зросла до  $\sim 90^{\circ}\text{C}$  (термопара  $T_3$ ), однак тепловий потік, що передавався, в зону конденсації не перевищував декількох ват.

Цей початковий період теплообміну в термосифоні можна охарактеризувати як конвективний (область I). Температура насичення  $T_s$  в термосифоні (по даним термопар в адіабатній зоні) в даному випадку складала порядку  $55^{\circ}\text{C}$  (тиск  $15,8 \cdot 10^3 \text{ Па}$ ). Таким чином, перегрів теплоносія відносно  $T_s$  досягав  $45^{\circ}\text{C}$ . Тільки після цього активізувалися центри пароутворення в зоні нагріву, які привели к різкому падінню температури в неї.

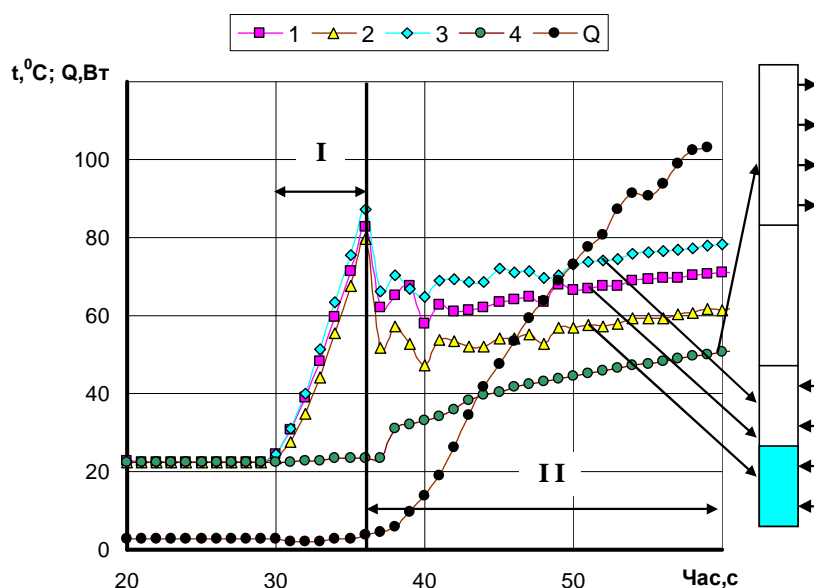


Рис. 3.22. Змінювання температури в зоні нагріву і теплового потоку в часі в початковий період роботи термосифона з внутрішнім діаметром  $9 \cdot 10^{-3}$  м (вода,  $K_3=0,3$ ): Термопари: 1; 2; 3 – в зоні нагріву; 4 – в зоні конденсації;  $Q$  – тепловий потік. I – конвективний теплообмін; II – бульбашковий режим кипіння.

Цю область можна охарактеризувати як область бульбашкового режиму кипіння. Виникаючі парові бульбашки в процесі свого зростання зливалися в спільне парове утворення, яке захоплювало частину перегрітої рідини і викидало її в зону конденсації, де передача теплової енергії відбувалося як за рахунок прихованої теплоти пароутворення (конденсація пара), так і шляхом конвективного теплообміну (охолодження рідини). Переохолоджений теплоносіє за рахунок сил гравітації повертався в зону нагріву, де починалося формування умов для виникнення нових центрів пароутворення, і процес повторювався.

Після виникнення перших центрів пароутворення переданий тепловий потік  $Q_{sid}$  (рис.3.22) почав монотонно зростати і вже через  $\sim 20$ с практично досяг свого сталого значення.

На рис.3.23 показано весь цикл зміни температури в часі при підвищенні теплового потоку до появи кризових явищ, при яких температура в зоні нагріву різко починала зростати.

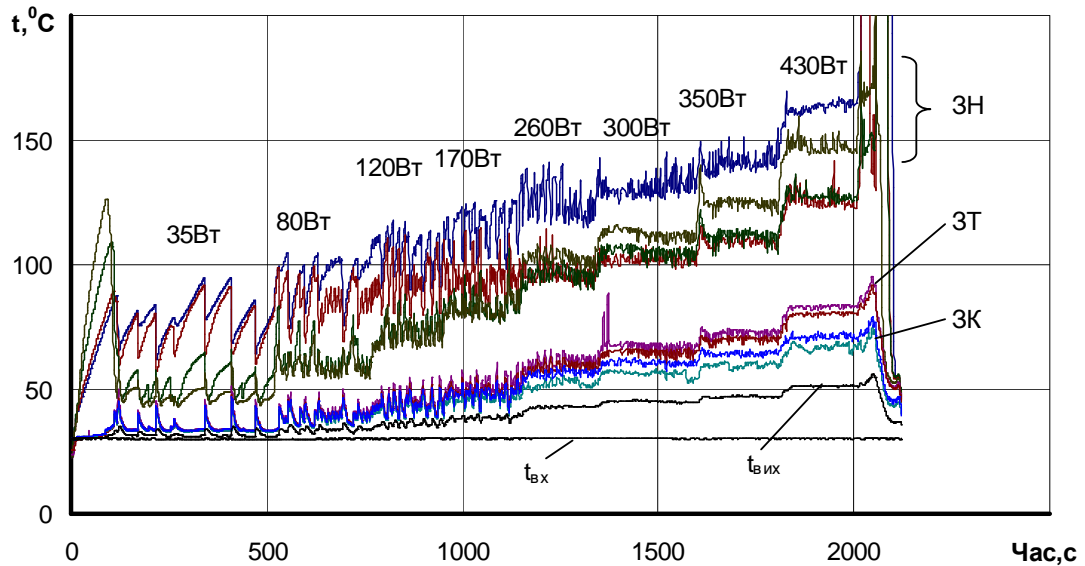


Рис. 3.23. Залежність температури стінки термосифона с внутрішнім діаметром  $9 \cdot 10^{-3}$  м від часу при змінненні теплового потоку ( $K_3=0,57$ ).

Причому суттєве зростання температури спостерігалось в той точці поверхні зони нагріву, де стінка була оголена і теплоносій там постійно не розташовувався. З ростом теплового потоку температура в нижній частині термосифона становилась вище середній температури зони нагріву. При граничному тепловому потоку спочатку суха пляма виникала в верхній частині зони нагріву а потім тільки в нижній його точці.

Термосифони, як елементи системи для передачі теплоти, володіють власним термічним опором, який складається з окремих опорів, що характеризують процеси передачі теплової енергії. Загальний термічний опір дорівнює:

$$R_{\Sigma} = R_{\text{ЗН}}^{cm} + R_{\text{ЗН}} + R_{nn} + R_{\text{ЗК}} + R_{\text{ЗК}}^{cm}, \quad (3.22)$$

де,  $R_{\text{ЗН}}^{cm}$ ,  $R_{\text{ЗК}}^{cm}$  - термічні опори стінки термосифона в зонах нагріву і конденсації;  $R_{\text{ЗН}}$ ,  $R_{\text{ЗК}}$  - термічні опори тепловіддачі в зонах нагріву і конденсації;  $R_{nn}$  - термічний опір в паровому каналі.

Термічні опори  $R_{\text{ЗН}}^{cm}$ ,  $R_{\text{ЗК}}^{cm}$  визначаються згідно теорії теплопровідності по відомим геометричним і теплофізичним параметрам стінки термосифона.



При виборі оболонки термосифона з тонкою товщиною стінок і досить великими коефіцієнтами теплопровідності (наприклад, мідь) значенням цих термічних опорів можна знехтувати, бо вони мають дуже низькі значення в порівнянні з  $R_{zn}$  і  $R_{zk}$ . Так, для мідної трубки діаметром  $6 \cdot 10^{-3}$  м і товщиною стінки  $0,5 \cdot 10^{-3}$  м при довжині зон нагріву і конденсації 0,2 м значення  $R_{zn}$  і  $R_{zk}$  не перевищує  $0,2 \cdot 10^{-3}$  К/Вт. Це, приблизно, не три порядку нижче за термічний опір тепловіддачі в зонах нагріву і конденсації. Тому в розрахунках сумарного термічного опору  $R_{zn}^{cm}$ ,  $R_{zk}^{cm}$  можна не враховувати.

Термічний опір в паровому каналі (зона транспорту)  $R_{nn}$  залежить від особливостей гідродинаміки течії паро рідинної суміші. Згідно [127,158,191] термічний опір в паровому каналі стає сумірним з  $R_{zn}$  і  $R_{zk}$  при швидкостях парової суміші більше 0,2Ма (Ма – число Маха). В реальних умовах така ситуація виникає при тисках  $\ll 1 \cdot 10^5$  і для теплоносіїв рідких металів (Na, Ка та інш.). В нашому випадку швидкість руху пару не досягає 0,2Ма, тому  $R_{nn}$  в загальному термічному опору можна не враховувати.

Швидкість руху пару в термосифоні змінюється в залежності від теплового потоку  $q$ , відповідно, зі змінням внутрішнього тиску. Без врахування захвата деякої частини рідини і товщини плівки конденсату, швидкість пари можна розрахувати в зоні транспорту по залежності:

$$W_n = \frac{Q_{vi0}}{r \rho'' F_{nn}}, \quad (3.23)$$

де  $F_{nn}$  – площа поперечного перерізу внутрішньої частини термосифона.

На рис.3.24 показано, що ріст швидкості руху пари спостерігається до деякого значення теплового потоку. Причому було помітно, що максимальне значення швидкості не залежить від величини  $K_3$ . Зниження швидкості пари очевидно зв'язано з підвищенням тиску в термосифоні і зменшенням відкривних діаметрів парових бульбашок.

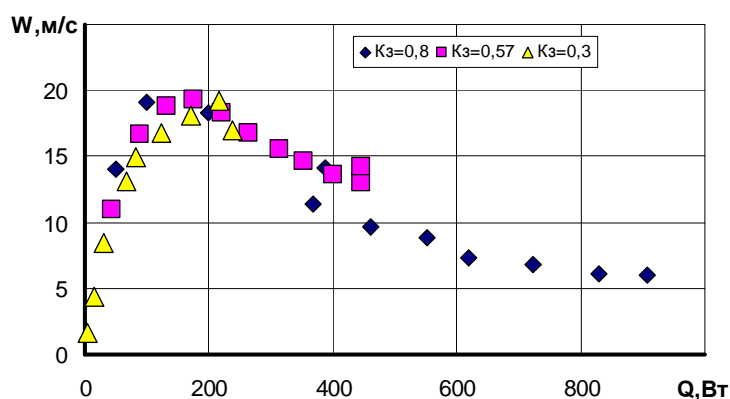
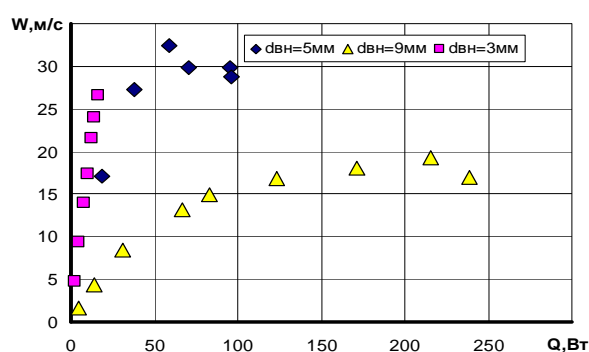
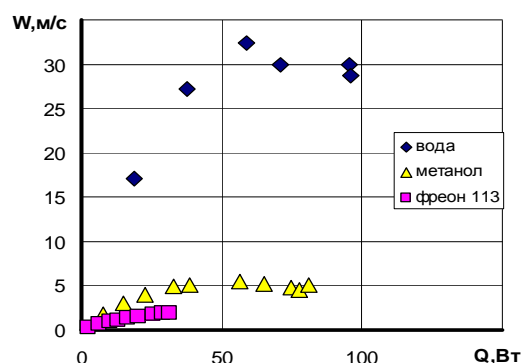


Рис. 3.24 – Зміна швидкості руху пари в залежності від теплового потоку (внутрішній діаметр  $9,0 \cdot 10^{-3}$  м).

Вплив розмірів парового простору і виду теплоносія показано на рис.3.25. Спостерігається тенденція збільшення швидкості пару при зменшенні розмірів парового простору для води (рис.3.23а). Для приблизно однакової густини теплового потоку швидкість пари обернено пропорційна внутрішньому діаметру термосифона ( $W \sim 1/d_{\text{вн}}$ ). При застосуванні в якості теплоносіїв метанолу і фреону 113 швидкість пари суттєво знижується (рис.3.25б) в порівнянні з водою. Це можна пояснити тим, що густина пару для метанолу приблизно на порядок, а для фреону 113 на два порядки перевищує цей же показник для води.



а)



б)

Рис. 3.25. Вплив внутрішнього діаметру термосифона (а) і типу теплоносія (б) на швидкість руху пари: а – теплоносієм – вода; б –  $d_{\text{вн}} = 5 \cdot 10^{-3}$  м ( $K_z = 0,48 \pm 0,03$ ).

Як видно з рис.3.24 і 3.25 швидкість пару значно менша за 0,2Ма, тому термічним опором в адіабатної зоні (зоні транспорту) можна знехтувати.

Таким чином сумарний термічний опір залежить в основному від інтенсивності тепловіддачі в зонах теплообміну (зони нагріву і конденсації). Якщо порівняти значення термічних опорів в зонах нагріву і конденсації, то можна констатувати, що для термосифонів з  $d_{\text{вн}} \geq 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$   $R_{\text{зн}}$  суттєво вище за  $R_{\text{зк}}$  (рис.3.26б,в). При  $d_{\text{вн}} < 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  термічний опір в зоні конденсації значно перевищує  $R_{\text{зн}}$  (рис.3.26а,  $d_{\text{вн}} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ).

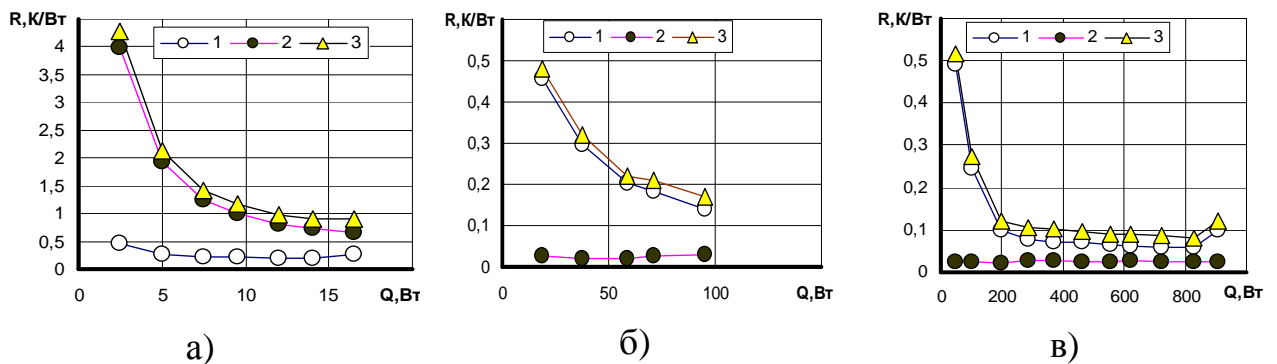


Рис. 3.26. Залежність термічного опору від теплового потоку, що відводиться: а -  $d_{\text{вн}} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ; б -  $d_{\text{вн}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ; в -  $d_{\text{вн}} = 9 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ; 1 -  $R_{\text{зн}}$ ; 2 -  $R_{\text{зк}}$ ; 3 -  $R_{\Sigma}$ .

Це можна пояснити тим, що відривні діаметри парових бульбашок стають сумірні з внутрішнім діаметром термосифона, а також капілярні сили створюють умови для виникнення рідинної пробки в зоні конденсації, яка перешкоджає як поверненню конденсату в зону нагріву так і руху пару в іншому напрямку. В [141,142] досліджувалися теплопередавальні характеристики термосифона довжиною 0,2 м з  $d_{\text{вн}} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ , якій послідовно заповняли водою і іншими діелектричними рідинами. Там було показано, що величини  $R$  в зоні нагріву і конденсації практично однакові. Це є свідком того, що окрім внутрішнього діаметру на термічний опір впливають також інші фактори (довжини зон нагріву та конденсації, загальна довжина термосифона, зовнішні умови підводу та відводу теплоти, кількість теплоносія та інш.). В [139] проводилися дослідження на термосифоні

довжиною 0,98 м з  $d_{\text{вн}} = 32 \cdot 10^{-3}$  м і відмічається, що є вплив довжин зон нагріву і конденсації, а також суттєвий вплив на термічний опір оказує ступінь заповнення ( $K_3$ ).

В нашому дослідження також зафіксовано вплив коефіцієнта заповнення  $K_3$  на термічний опір (рис.3.27), і видно, що зі зменшенням кількості теплоносія при однаковій довжини зони нагріву максимальний тепловий потік, відповідний мінімальному термічному опору, знижується.

Теплофізичні властивості теплоносія суттєво впливають на термічний опір. Так, для етанолу при однаковому з водою  $K_3=0,8$  термічний опір підвищився приблизно в 4 рази, а  $Q_{\text{max}}$  на стільки ж знизився. Це можна пояснити тим, що коефіцієнт теплопровідності етанолу  $\lambda_p$  також в 4 рази менший за воду, а теплота пароутворення  $r$  менше приблизно в 3 рази.

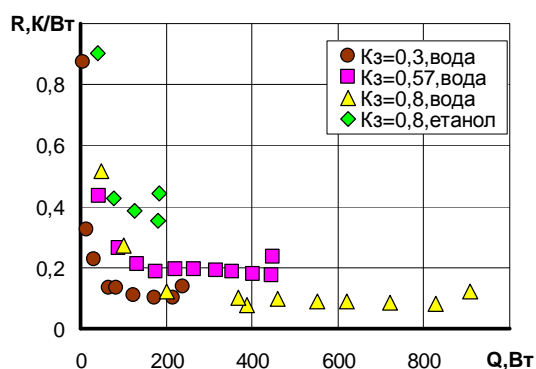


Рис 3.27. Залежність термічного опору від теплового потоку при різних степенях заповнення (внутрішній діаметр  $9,0 \cdot 10^{-3}$  м).

Для термосифону з  $d_{\text{вн}}=5 \cdot 10^{-3}$  м також спостерігається аналогічна картина (рис.3.28). Стрілками показано режим некерованого зростання температури, яке характерно для плівкового теплообміну в зоні нагріву. В цьому випадку кількість пари в зоні нагріву різко зменшується і до зони конденсації пара практично не поступає.

Там температура знижується до значень зовнішнього охолодження і сумарний термічний опір підвищується.

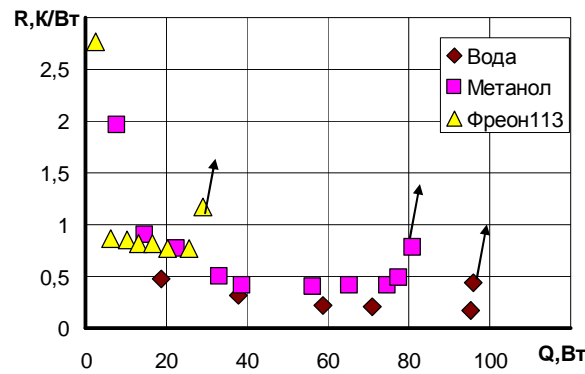


Рис 3.28. Вплив виду теплоносія на термічний опір термосифону при степені заповнення  $K_z = 0,48 \pm 0,03$  ( $d_{\text{вн}} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  м;  $t_{\text{охол}} = 20$  °C).

При однаковій кількості теплоносія і зміні довжини зони нагріву, як показано заповнення на рис. 3.20, спостерігається інша картина. Зменшення довжини зони нагріву, що відповідає збільшенню  $K_z$ , призводить до зменшення максимальних теплових потоків  $Q_{\text{max}}$  і підвищенню мінімального термічного опору  $R_{\text{min}}$  (рис. 3.29). Так, для  $d_{\text{вн}} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  м, при збільшенні  $K_z$  приблизно в 4 рази (з  $K_z=0,44$  до  $K_z=1,93$ ),  $Q_{\text{max}}$  зменшується в 2 рази (з 95,4Вт до 44,3Вт), а  $R_{\text{min}}$  підвищується, приблизно, в 5 разів (з  $R_{\text{min}}=0,17$ К/Вт до  $R_{\text{min}}=0,82$ К/Вт).

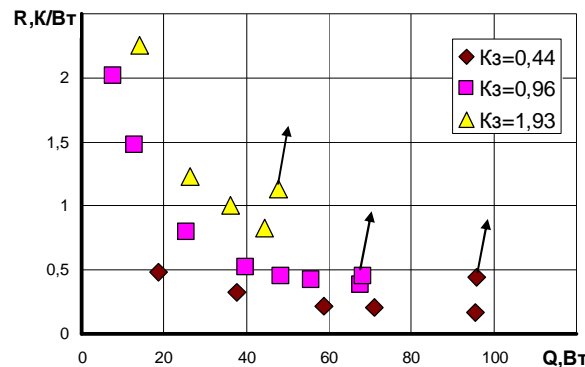


Рис 3.29. Вплив  $K_z$  на термічний опір термосифону з  $d_{\text{вн}} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  м (теплоносіє – вода;  $t_{\text{охол}} = 20$  °C).

В стиснених умовах при  $Bo < 18$  [34] вплив діаметра парового простору суттєво впливає на процеси передачі теплової енергії. Парові бульбашки при русі в зоні нагріву барботують рідину і виникає снарядний режим течії [34]. Збільшення коефіцієнту заповнення, що відповідає зменшенню довжини зони

нагріву, призводить до додаткового опору до парової фази і створюються умови для зменшення максимальних теплових потоків.

Якщо порівняти термічні опори для різних  $d_{\text{вн}}$  (рис.3.30), то видно, що цей фактор не вносить суттєвих змін у характер кривих  $R=f(Q)$ . Значення термічного опору підпорядковується залежності  $R \sim Q^{-0,8}$ .

Незважаючи на невелику довжину термосифона в роботі [142] (0,2м), експериментальні дані практично не відрізняються від наших. Це свідчить про консервативний вплив загальної довжини термосифонів на їх термічний опір.

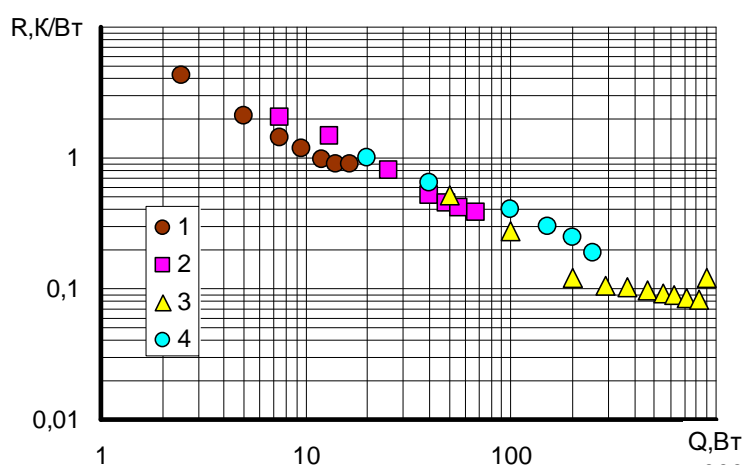


Рис 3.30. Залежність термічного опору від теплового потоку при різних  $d_{\text{вн}}$  (теплоносій – вода;  $t_{\text{охол}} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ): 1 –  $d_{\text{вн}} = 3,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $K_3 = 0,83$ ; 2 –  $d_{\text{вн}} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $K_3 = 0,96$ ; 3 –  $d_{\text{вн}} = 9,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $K_3 = 0,8$ ; 4 – дані [142],  $d_{\text{вн}} = 6,0 \cdot 10^{-3}$  м, загальна довжина термосифона 0,2м,  $K_3 = 1,06$ .

В результаті узагальнення експериментальних даних були отримані залежності для розрахунку термічного опору:

- для  $Re < 2000$

$$R_{\Sigma} = 0.21 \frac{1}{\lambda d_{\text{вн}}} K_3^{0,5} Re^{-0,8}; \quad (3.24)$$

- для  $Re > 2000$

$$R_{\Sigma} = 6.2 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\lambda d_{\text{вн}}} K_3^{0,5} Re^{-0,3}. \quad (3.25)$$

Емпіричні залежності отримані в діапазоні зміни коефіцієнта заповнення

$K_3 = 0,44 \dots 1,93$ . Апроксимація виконувалася методом найменших квадратів. Залежності (3.24) і (3.25) узагальнюють 85% експериментальних даних для води, метанолу, етанолу і фреону 113 з розкидом  $\pm 30\%$  і справедливі в діапазоні внутрішніх діаметрів  $d_{вн}$  від  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м до  $9,0 \cdot 10^{-3}$  м (рис.3.31).

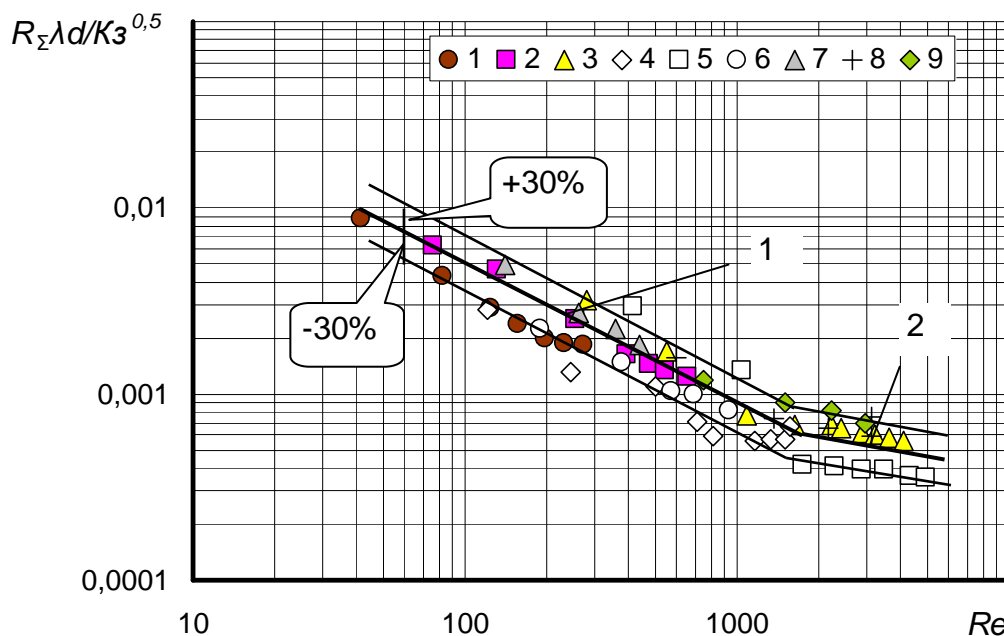


Рис. 3.31. Узагальнення експериментальних даних по рівнянням (3.24), лінія 1 та (3.25), лінія 2 ( $t_{охол} = 20^{\circ}\text{C}$ ): 1,2,3,6,7 – теплоносій – вода; 4 – метанол; 5 – фреон113; 8,9 – етанол; 1 –  $d_{вн} = 3,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $K_3 = 0,83$ ; 2 –  $d_{вн} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $K_3 = 0,96$ ; 3,8,9 –  $d_{вн} = 9,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $K_3 = 0,8$ ; 4 –  $d_{вн} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $K_3 = 0,49$ ; 5 –  $d_{вн} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $K_3 = 0,5$ ; 6 –  $d_{вн} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $K_3 = 0,44$ ; 7 –  $d_{вн} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $K_3 = 1,93$ .

Максимальне значення  $Re$  не перевищувало 5000, при якому спостерігалися кризові явища, коли температура термосифона в зоні нагріву починала різко зростати. Зміна показника степеня при  $Re$  може свідчити про зміну характеру течії пари (перехід від ламінарної до турбулентної).

Проведені експериментальні дослідження термосифонів дозволили також встановити вплив діаметру парового простору термосифону на його мінімальний термічний опір  $R_{min}$  при зміні температури охолоджувальної води в конденсаторі (рис. 3.32). Дані свідчать про те, що зменшення діаметру

парового простору призводить до збільшення  $R_{min}$ . Однак такий вплив температури охолоджувальної води, що характеризує зміну інтенсивності зовнішнього теплообміну в зоні конденсації, спостерігається тільки при  $d_{вн} < 5,0 \cdot 10^{-3}$  м. Причому збільшення температури охолоджувальної води через конденсатор приводило до підвищення тиску в термосифоні і суттєво знижало  $R_{min}$ . При  $d_{вн} > 5,0 \cdot 10^{-3}$  м, такий вплив практично не спостерігався.

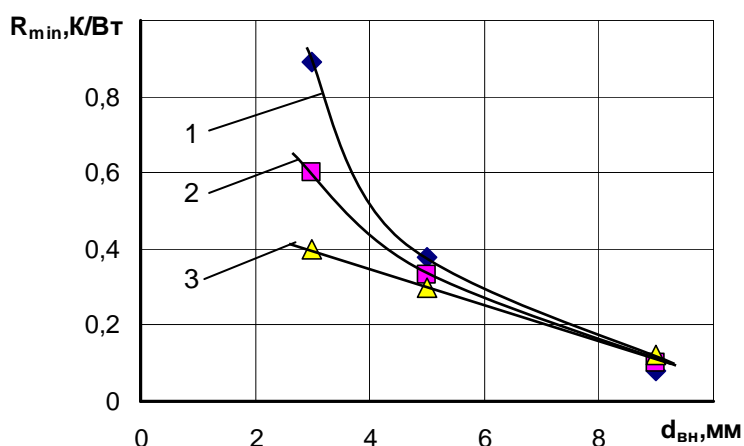


Рис. 3.32. Вплив діаметру парового простору термосифону на мінімальний термічний опір (вода): 1 –  $t_{охол} = 20$  °C; 2 –  $t_{охол} = 30$  °C; 3 –  $t_{охол} = 40$  °C

Другою важливою характеристикою теплопередавальної здатності термосифонів є максимальний тепловий потік  $Q_{max}$ . У загальному випадку величина  $Q_{max}$  залежить від багатьох факторів. Це насамперед режимні і геометричні фактори. До режимних факторів можна віднести умови підводу та відводу теплоти, температурний діапазон, орієнтація у просторі та теплофізичні властивості теплоносіїв. К геометричним факторам відносяться внутрішній діаметр термосифона, довжини зон теплообміну та кількість теплоносія ( $K_3$ ).

Вплив коефіцієнта заповнення  $K_3$  на максимальну густину теплового потоку в зоні нагріву  $q_{max}$  показано на рис.3.33. Там же приведені дані авторів [109]. Як видно з рис. 3.31 діапазон впливу коефіцієнта заповнення в [109] закінчується в районі  $K_3 = 0,3$  (крива 2). В той же час для термосифона з



$d_{\text{вн}} = 9 \cdot 10^{-3}$  м спостерігається монотонне зростання максимальної щільності теплового потоку. Це можна пояснити тим, що крива 2 отримана при постійному тиску, а в нашому випадку тиск всередині термосифона змінювався від 0,013 МПа (при  $K_z=0,3$ ) до 0,17 МПа (при  $K_z=0,8$ ). Тому дані при  $K_z > 0,3$  уже лежать в зоні автомобельності для конкретних тисків. Як відомо з підвищенням тиску критична густина теплового потоку зростає [15,34].

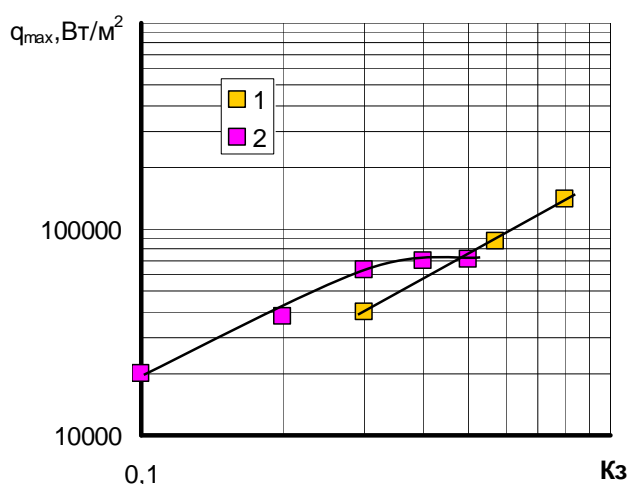


Рис. 3.33. Залежність максимальної густини теплового потоку від коефіцієнта заповнення: 1 – дані ( $d_{\text{вн}} = 9 \cdot 10^{-3}$  м, вода); 2 – дані [109] ( $d_{\text{вн}} = 20,6 \cdot 10^{-3}$  м, рідина FC-72).

Окрім коефіцієнта заповнення на значення  $q_{\text{max}}$  впливає відношення внутрішнього діаметра до довжини зони нагріву  $d_{\text{вн}}/l_{\text{зн}}$  [33,34]. Ця величина характеризує відношення процесів теплообміну в термосифонах до стиснених умов. Для води при  $d_{\text{вн}}/l_{\text{зн}} > 1 \dots 2$  [34] можна розглядати процеси кипіння в зоні нагріву наближеним до великого об'єму. При  $d_{\text{вн}}/l_{\text{зн}} < 1$  на процес бульбашкового кипіння починають впливати геометричні фактори, які зменшують максимальні теплові потоки при передачі теплоти з зони нагріву до зони конденсації. На рис. 3.34 показано вплив  $d_{\text{вн}}/l_{\text{зн}}$  на  $q_{\text{max}}$  при різних значеннях тиску в термосифонах. Оскільки в зоні конденсації на її зовнішньої поверхні підтримувалися граничні умови третього роду, то тиск всередині термосифона залежав від зовнішнього коефіцієнту тепловіддачі.

При постійному коефіцієнті тепловіддачі на рівні приблизно  $1000 \text{ Вт/м}^2\text{К}$  тиск, при якому спостерігалися критичні умови, змінювався в залежності від внутрішнього діаметра.

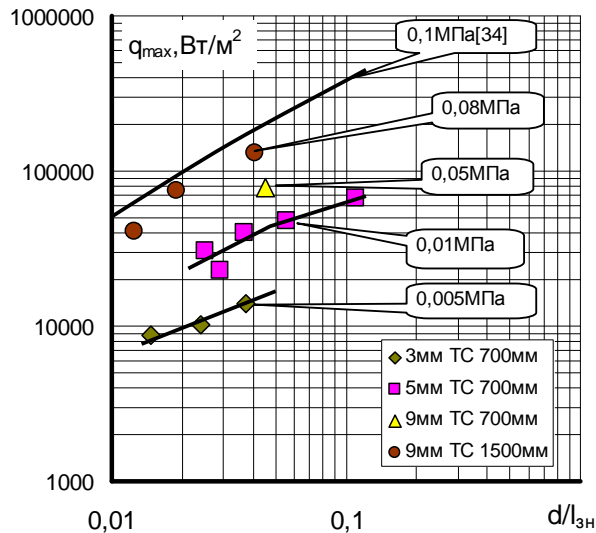


Рис. 3.34. Залежність максимальної густини теплового потоку від  $d_{\text{вн}}/l_{3H}$  (теплоносії – вода,  $t_{\text{охл}} = 20^\circ\text{C}$ ).

Таким чином, зовнішні умови відводу теплоти від зони конденсації і внутрішній діаметр парового простору термосифона суттєво впливають на максимальні теплові потоки.

Так, при підвищенні температури охолоджувальної води в зоні конденсації з  $20^\circ\text{C}$  до  $40^\circ\text{C}$  для термосифона з  $d_{\text{вн}} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  ( $Kz = 0,83$ ), максимальна густина теплового потоку зростає, приблизно, в два рази (рис.3.35-а). Тиск в термосифоні при цьому змінюється з  $0,005 \text{ МПа}$  до  $0,013 \text{ МПа}$ . Вплив коефіцієнта заповнення на  $q_{\max}$  залежить від  $t_{\text{охл}}$ . При  $t_{\text{охл}} = +20^\circ\text{C}$   $q_{\max}$  пропорційний  $Kz^{0,2}$ , при  $t_{\text{охл}} = +30^\circ\text{C}$  –  $q_{\max} \sim Kz^{0,6}$ , для  $t_{\text{охл}} = +40^\circ\text{C}$  –  $q_{\max} \sim Kz^{0,8}$ . Такий характер впливу підвищення температури охолодження і відповідно тиску зв'язано зі складними умовами процесів тепломасообміну всередині термосифона. В основному спостерігається снарядний режим руху паро-рідинної суміші. При збільшенні тиску (підвищення температури

насичення) зменшуються відривні діаметри парових бульбашок, що призводить до полегшення евакуації їх з зони нагріву до зони конденсації.

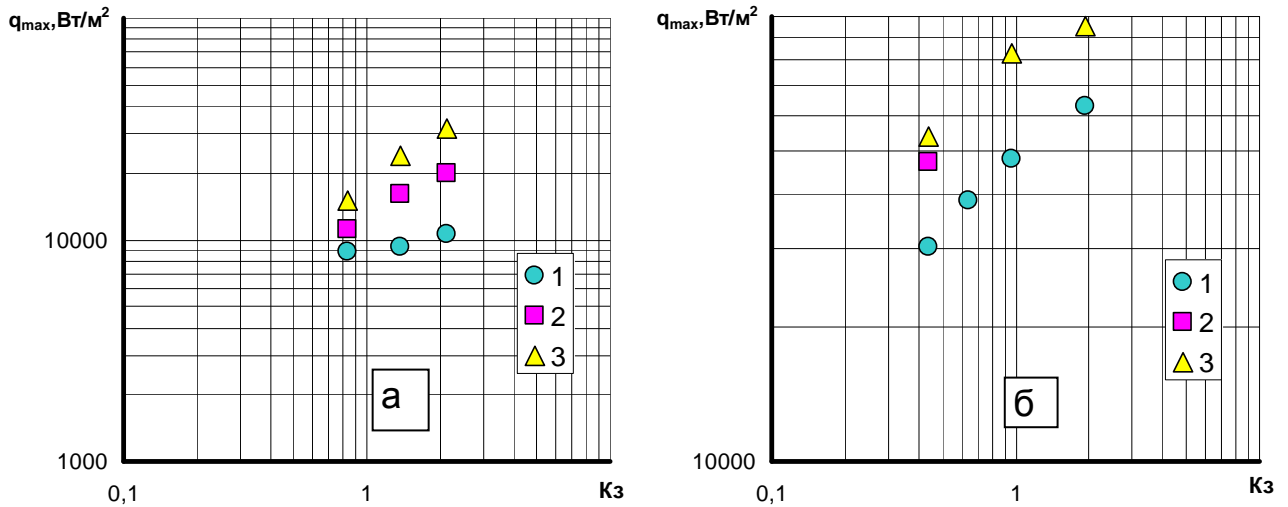


Рис. 3.35. Залежність  $q_{max}$  від коефіцієнта заповнення ( $K_z$ ) для термосифонів: а)  $d_{gh} = 3 \cdot 10^{-3}$  м; б)  $d_{gh} = 5 \cdot 10^{-3}$  м: Температура охолоджувальної води  $t_{охл}$ : 1 –  $+20^\circ\text{C}$ ; 2 –  $+30^\circ\text{C}$ ; 3 –  $+40^\circ\text{C}$ ; ( $\varphi = +90^\circ$ ).

Також зменшується кінематична в'язкість рідини і відповідно гідравлічний опір, що також сприяє підвищенню теплопередавальної здатності мініатюрного термосифона. При  $K_z < 1$  підвищення температури охолоджувальної води незначно поліпшує умови евакуації паро-рідинної суміші з зони нагріву, але при  $K_z > 1$ , коли над зоною нагріву знаходиться стовп рідини, умови подолання його суттєво залежать від зовнішнього охолодження. Так, при  $K_z = 0,83$  і збільшення температури з  $20^\circ\text{C}$  до  $40^\circ\text{C}$ ,  $q_{max}$  підвищився з  $0,88 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$  до  $1,51 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$  (зростання в 1,7 раз), а при  $K_z = 2,14$   $q_{max}$  зріс з  $1,06 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$  до  $3,18 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$  (зростання в 3 рази). Аналогічна картина спостерігається і при  $d_{gh} = 5 \cdot 10^{-3}$  м (рис.3.35-б), але в даному випадку температура впливає однаково для всіх  $K_z$  і характер впливу  $K_z$  на  $q_{max}$  приблизно однаковий ( $q_{max} \sim K_z^{0,5}$ ).

Проведені експерименти по впливу кута нахилу на максимальні теплові потоки показали, що в даному діапазоні геометричних характеристик термосифонів існує максимум теплових потоків, що передаються. З аналізу результатів дослідження можна зробити висновок що найкращі

теплопередавальні можливості термосифона лежать в діапазоні кутів нахилу від  $40^0$  до  $70^0$  (рис.3.36). Це підтверджується в [32,34,40] і пояснюється тим, що при різних кутах нахилу плівка конденсату стікаючи з одного краю термосифона менше всього заважає руху пари до зони конденсації. Однак зменшення кута нахилу призводить до зменшення швидкості руху конденсату в зону випаровування і при кутах нахилу менше  $40^0$  існує можливість отримання дефіциту теплоносія в зоні нагріву і появи локальних парових плівок.

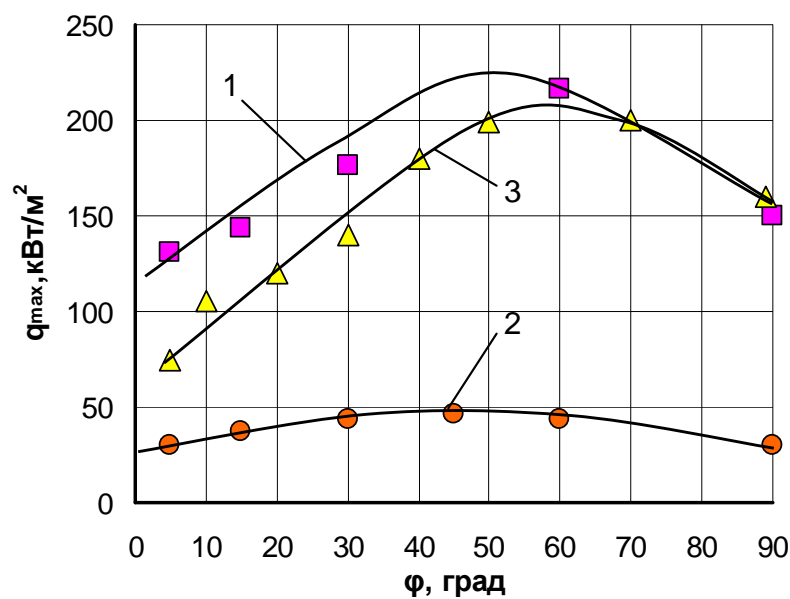


Рис. 3.36. Залежність максимальних теплових потоків від кута нахилу термосифона ( $d_{\text{вн}} = 9 \cdot 10^{-3}$  м): 1,3 – вода; 2 – етанол; 1,2 –  $d_{\text{вн}}/l_{\text{зн}} = 0,045$ ; 3 –  $d_{\text{вн}}/l_{\text{зн}} = 0,047$  [34].

Підвищення кута нахилу від  $70^0$  до  $90^0$  призводить до ефекту, коли конденсат стікає по всій внутрішній стінки термосифона і при значних швидкостях пару при зустрічному русі рух конденсату гальмується і частина теплоносія знову повертається в зону конденсації. Таке явище досить часто спостерігається при  $d_{\text{вн}}/l_{\text{зн}} < 1$  і малих розмірах парового простору в термосифонах, що підтверджується в дослідженнях [34,40,124,161]. На рис. 3.36 наведені також дані роботи [34] в приблизно однакових умовах

проведення експериментів. Видно, що характер максимальних теплових потоків співпадає з нашими даними.

Вплив типу теплоносія також спостерігався і видно, що для етанолу зміна кута нахилу не так сильно впливає на величину максимальних теплових потоків. Аналогічну картину спостерігаємо для теплоносіїв в термосифонах з  $d_{\text{вн}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  (рис.3.37).

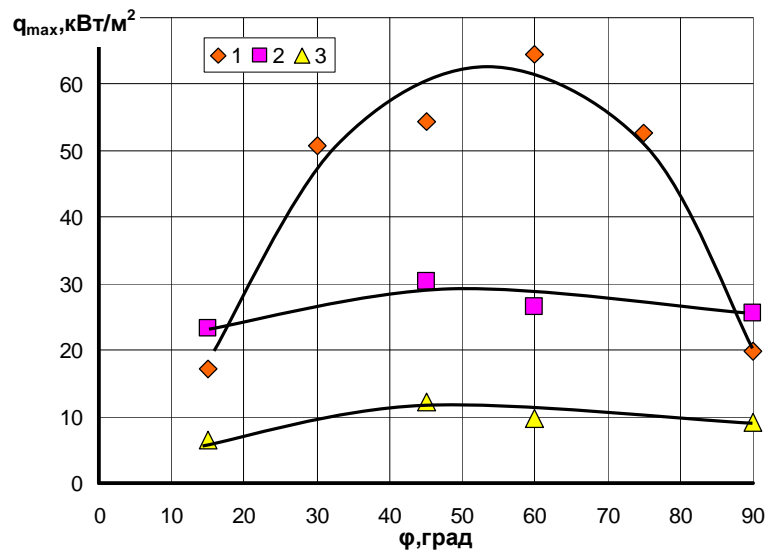


Рис. 3.37. Залежність максимальних теплових потоків від кута нахилу термосифона ( $d_{\text{вн}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ,  $d_{\text{вн}}/l_{\text{зн}} = 0,025$ ): 1 – вода,  $K_3 = 0,44$ ; 2 – метанол,  $K_3 = 0,49$ ; 3 – фреон 113,  $K_3 = 0,5$ .

При малих розмірах парового простору ( $Bo < 4$ ) [34] передача теплоти в термосифоні в основному проходить при снарядному режимі течії парорідинної суміші з зони нагріву до зони конденсації. У зворотному напрямку конденсат рухається під дією гравітаційних сил, які повинні перевищувати капілярні сили. При цьому під дією капілярних сил формується пробка конденсату, довжина якої може досягати значних розмірів, але не більше кількості теплоносія в термосифоні. Може виникнути така ситуація, коли дія цих сил буде однакою і пробка конденсату буде нерухомою. На рис.3.38 показана спрощена схема впливу капілярних сил і сил гравітації на пробку

рідини в термосифоні. Капілярний тиск  $P_{\text{кап}}$ , який діє на пробку конденсату можна розрахувати по залежності

$$P_{\text{кап}} = \frac{2\sigma}{R} \cos \theta. \quad (3.26)$$

При умові ідеального змочування  $\cos \theta = 1$  і залежність спрощується

$$P_{\text{кап}} = \frac{2\sigma}{R}. \quad (3.27)$$

Капілярний тиск не залежить від кута нахилу термосифона і діє вздовж вісі в протилежному напрямку від руху пробки конденсату.

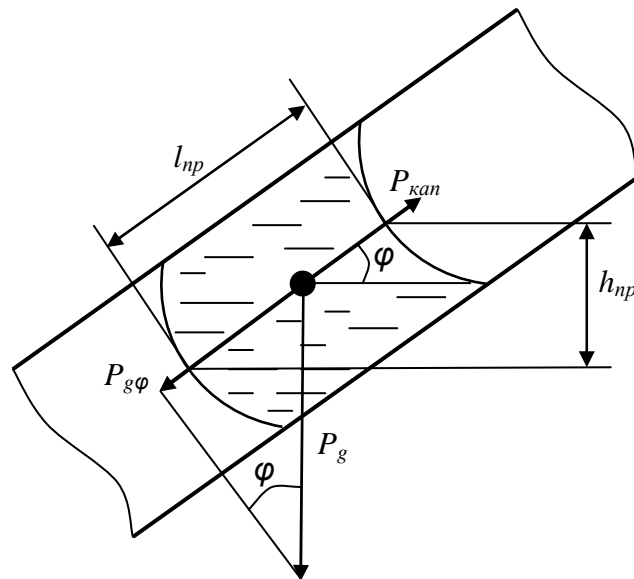


Рис. 3.38. Схема дії сил на пробку конденсату при повільному русі її в зону нагріву під кутом нахилу  $\varphi$ .

Тиск обумовлений гравітаційними силами, який діє в напрямку зони нагріву залежить від кута нахилу і розраховується по відомій залежності

$$P_{g\varphi} = \rho g h \sin \varphi, \quad (3.28)$$

де  $h = l_{np} \sin \varphi$ .

Тоді цей тиск буде дорівнювати

$$P_{g\varphi} = \rho g l_{np} \sin^2 \varphi. \quad (3.29)$$

За умови рівності капілярного та гравітаційного тисків пробка конденсату стає нерухомою і можна визначити її довжину при різних кутах нахилу термосифонів.

Враховуючі рівняння (3.27) і (3.29) довжина нерухомої пробки конденсату буде дорівнювати

$$l_{np} = \frac{2\sigma}{R\rho g \sin^2 \varphi}. \quad (3.30)$$

На рис.3.39 приведені граничні довжини пробок конденсату для різних кутів нахилу і внутрішніх діаметрів парового простору термосифонів. Вище наведених ліній для кожного кута нахилу гравітаційні сили перевищують капілярні ( $P_{g\varphi} > P_{kan}$ ) і пробка рухається в бік зони нагріву. Зменшення довжини пробки теплоносія призводить до зміни сил в протилежному напрямку ( $P_{g\varphi} < P_{kan}$ ) і пробка рухається в бік зони конденсації.

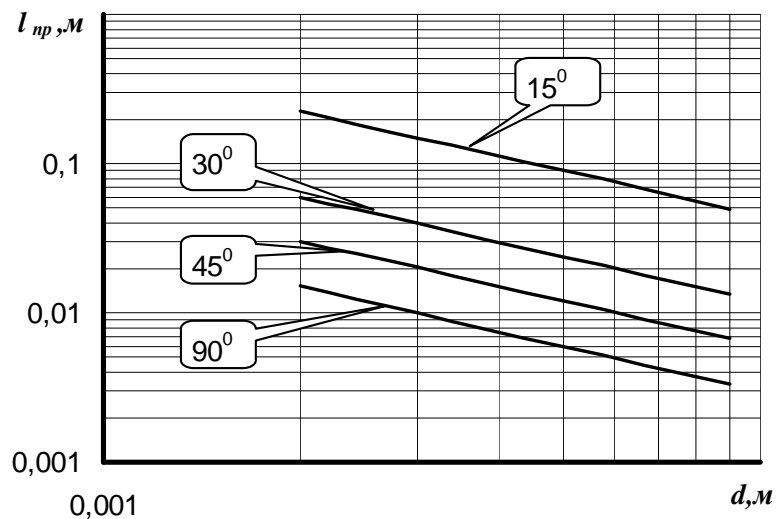


Рис. 3.39. Залежність граничних довжин пробок конденсації від діаметрів парового простору термосифонів при зміні кута нахилу (теплоносій – вода,  $t_{охл} = +20^{\circ}\text{C}$ ).

Вплив виду теплоносія на граничні характеристики пробки конденсату при вертикальному розташуванні ( $\varphi=90^{\circ}$ ) показано на рис.3.40.

Як видно, теплофізичні властивості теплоносіїв впливають на граничні довжини пробки конденсату по-різному. Ключову роль грає співвідношення коефіцієнту поверхневого натягу  $\sigma$  і густини рідини  $\rho$ . Також спостерігається зворотно пропорційний вплив діаметру парового простору  $l_{np} \sim 1/Bo$ .

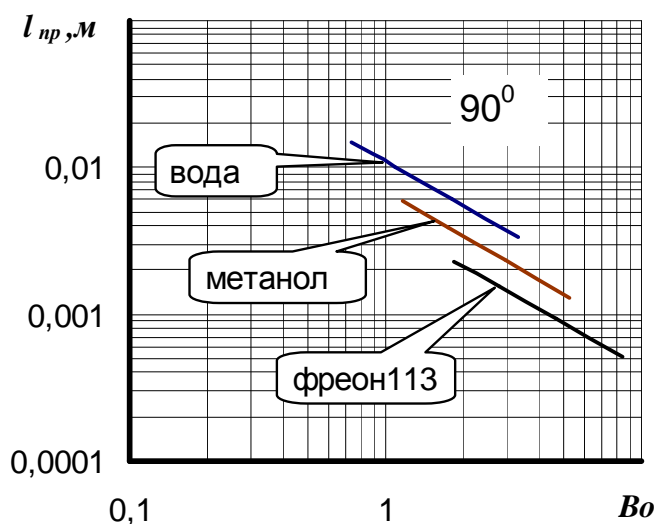


Рис. 3.40. Граничні довжини пробок конденсації для різних теплоносіїв і діаметрів парового простору термосифонів при різних числах  $Bo$  ( $t_{охл} = +20^{\circ}\text{C}$ ).

Таким чином, при зменшенні діаметру парового простору ( $Bo \downarrow$ ) довжина пробки конденсату, що не рухається, збільшується ( $l_{пр} \uparrow$ ). Зі зменшенням  $Bo$  капілярні сили зростають і для повернення пробки рідини в зону нагріву необхідно створення умов, при яких гравітаційна складова перевищувала капілярну. Це стає при довжині пробки вище граничної  $l > l_{пр}$ .

При зміні кута нахилу від  $90^{\circ}$  в сторону зменшення гравітаційна складова зменшується і для початку руху пробки конденсату необхідно, щоб довжина її була більше граничної для кожного внутрішнього діаметру, як показано на рис.3.41. Так, при зміні кута нахилу від  $90^{\circ}$  до  $30^{\circ}$  для  $d_{вн} = 9 \cdot 10^{-3}\text{м}$   $l_{пр}$  змінюється від  $3,4 \cdot 10^{-3}\text{м}$  до  $14 \cdot 10^{-3}\text{м}$ , а для  $d_{вн} = 3 \cdot 10^{-3}\text{м}$  відповідно зростає від  $10 \cdot 10^{-3}\text{м}$  до  $40 \cdot 10^{-3}\text{м}$ . При куті нахилу  $15^{\circ}$  для  $d_{вн} = 3 \cdot 10^{-3}\text{м}$  гранична довжина пробки, що не рухається зростає до 0,12м. З урахуванням того, що значна кількість рідини застряє на відрізку ділянці зони транспорту, то в зоні нагріву настає дефіцит теплоносія і суттєво зменшуються максимальні теплові потоки.



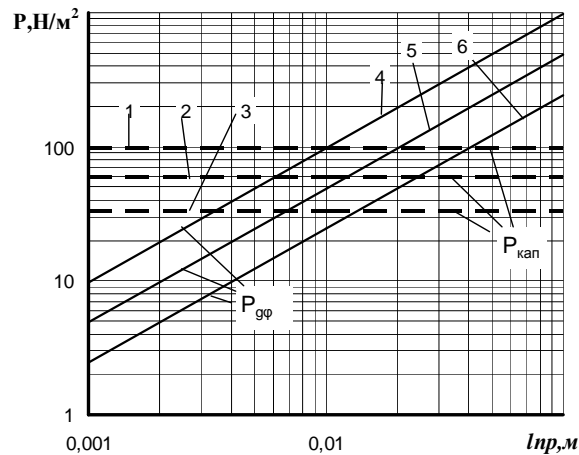


Рис. 3.41. Вплив граничних довжин пробок конденсації при дії гравітаційних і капілярних тисків для різних діаметрів парового простору і кутів нахилу термосифонів ( $t_{охл} = +20^{\circ}\text{C}$ , теплоносій - вода). Діаметр парового простору: 1 –  $3 \cdot 10^{-3}\text{м}$ ; 2 –  $5 \cdot 10^{-3}\text{м}$ ; 3 –  $9 \cdot 10^{-3}\text{м}$ . Кут нахилу: 4 –  $90^{\circ}$ ; 5 –  $45^{\circ}$ ; 6 –  $30^{\circ}$ .

Відповідно до відомих фізичних уявлень про вірогідність механізму кризових явищ в термосифонах, які сформульовані в літературі [33,34,192,193,194], передбачається, що і для двофазних термосифонів поява кризи повинна бути пов'язана з утратою стійкості паро рідинного потоку в умовах зустрічного руху потоків пари і рідини. Границя теплопереносу в термосифонах визначається критичними значеннями наведеної швидкості пари, які залежать від тиску і типу теплоносія. В роботі [15] було показано, що критерієм стійкості двофазної структури повинно вважати безрозмірний комплекс виду:

$$K = \frac{W_{кр}'' \sqrt{\rho''}}{\sqrt[4]{\sigma g (\rho' - \rho'')}} , \quad (3.31)$$

де критична швидкість течії парової фази  $W_{кр}''$  зв'язана з критичною густиною теплового потоку  $q_{max}$  відомим співвідношенням:

$$W_{кр}'' = \frac{q_{max}}{r \rho''} . \quad (3.32)$$

В літературі існує достатньо велика кількість публікацій, присвячених визначенню максимальних теплових навантажень у двофазних термосифонах

[33,34,148,149,182,192,193,194,197]. Всі отримані розрахункові залежності мають деякий інтервал застосування, що зв'язано з достатньо складним характером розвитку кризи теплообміну. В залежності від геометричних характеристик термосифонів і фізичних властивостей теплоносіїв виникнення парової плівки в зоні підводу теплоти зв'язано зі стійкістю зустрічних потоків рідини і пари. В термосифонах з малими розмірами парового простору ( $Bo < 4$ ) в основному спостерігається снарядний режим течії та існування нерухомої пробки конденсату. Тому отримати єдину залежність для розрахунку  $q_{max}$  для різноманітних видів термосифонів є дуже складне завдання.

В нашому випадку в результаті узагальнення експериментальних даних отримана залежність для розрахунку  $q_{max}$ , яка основана на підходах, сформульованих [32...35,148, 192...194].

$$K = \frac{q_{max}}{r \sqrt{\rho''} \sqrt[4]{\sigma g (\rho' - \rho'')}} = 0.0105 K_z^{0.5} \left( \frac{d_{вн}}{l_{зн}} \right)^{0.2} \left( \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{-0.11}. \quad (3.33)$$

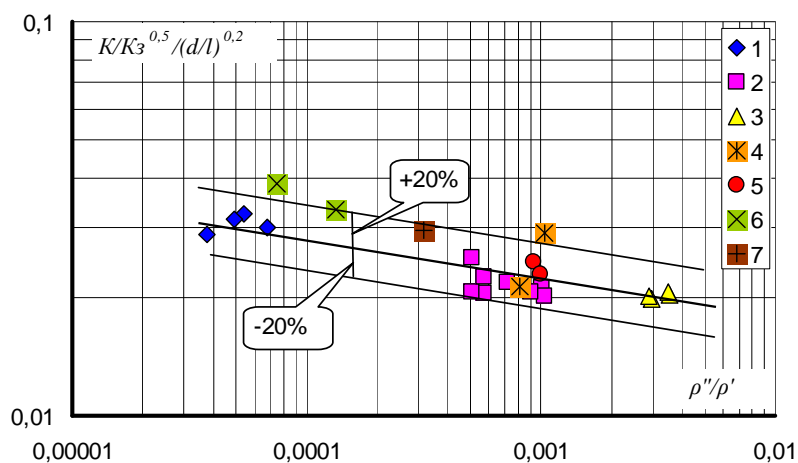


Рис. 3.42. Узагальнення експериментальних даних по  $q_{max}$  ( $t_{охл} = +20^{\circ}\text{C}$ , кут нахилу  $90^{\circ}$ ). Діаметр парового простору: 1,2,3 –  $5 \cdot 10^{-3}\text{ м}$ ; 4...7 –  $9 \cdot 10^{-3}\text{ м}$ . Теплоносії: 1,4,6,7 – вода; 2 – метанол; 3 – фреон 113; 5 – етанол.

Залежність (3.33) узагальнює 90% експериментальних даних для води, метанолу, етанолу і фреону 113 з розкидом  $\pm 20\%$  і справедлива в діапазоні внутрішніх діаметрів  $d_{вн}$  від  $5,0 \cdot 10^{-3}\text{ м}$  до  $9,0 \cdot 10^{-3}\text{ м}$  (рис.3.42).

### 3.5 Інтенсивність тепловіддачі в зонах теплообміну мініатюрних термосифонів

При створенні систем охолодження для елемента електронної техніки задається робочий діапазон температур при теплових потоках, що цей прилад виділяє. Тому, при малих габаритах такого елемента, вибирається відповідний тип термосифонів. Для розрахунку теплопередавальних характеристик мініатюрних термосифонів необхідно знати інтенсивність тепловіддачі в кожній із зон теплообміну. При умові, що початок передачі теплоти в таких термосифонах супроводжується пульсаційними явищами, які зв'язані зі снарядним рухом теплоносія, то відповідно і коефіцієнти тепловіддачі змінюються у часі.

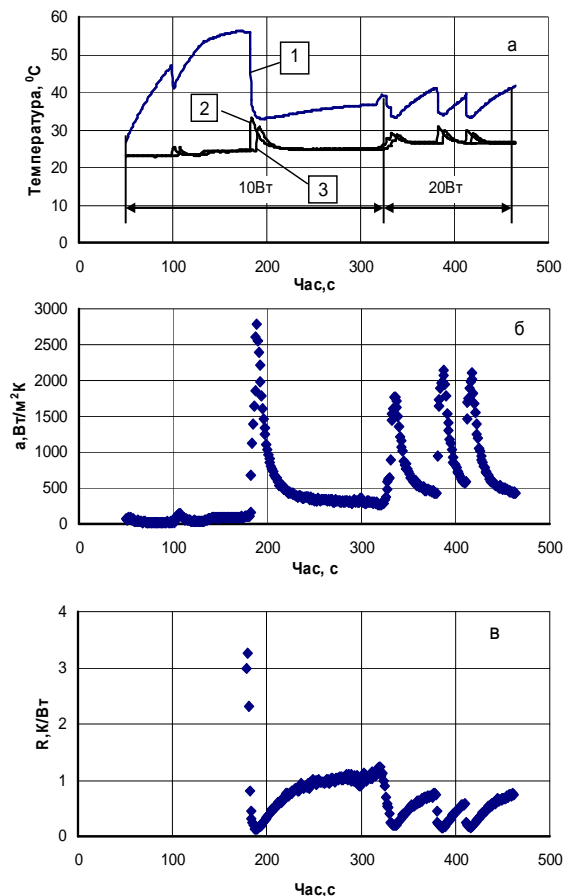


Рис. 3.43. Сумісні залежності температури стінки термосифона (а), коефіцієнтів тепловіддачі в зоні нагріву (б) і термічного опору (в) в часі при подачі теплового потоку  $Q_{\text{від}} = 13\text{Вт}$  ( $K_3=0,44$ ,  $d_{\text{вн}}= 5 \cdot 10^{-3}\text{м}$ , вода). Середні температури: 1 –зони нагріву; 2 – зони транспорту; 3 - зони конденсації.

Якщо розглянути зміну коефіцієнта тепловіддачі в зоні нагріву в часі сумісно з температурним режимом термосифона (рис.3.43), то можна побачить, що при монотонному зростанні температури в зоні нагріву до першого різкого падіння температури, інтенсивність передачі теплоти була практично на нулі.

При активації першого центру пароутворення, що відповідало падінню температури в зоні нагріву (лінія 1), інтенсивність тепловіддачі різко зростала і досягала майже  $3000 \text{ Вт/м}^2\text{К}$ . Температура в зонах транспорту і конденсації при цьому стрибком підвищувалася. Таке ж зміння температури та інтенсивності тепловіддачі спостерігалось при кожному викиду парорідинної суміші в зону конденсації. Середні по часу коефіцієнти тепловіддачі  $\alpha_{\text{зн}}$  мали більш низькі значення, чім в пікових режимах.

Розрахунок середнього коефіцієнта тепловіддачі в зоні нагріву показав, що існує дві характерних області теплообміну (рис.3.44).

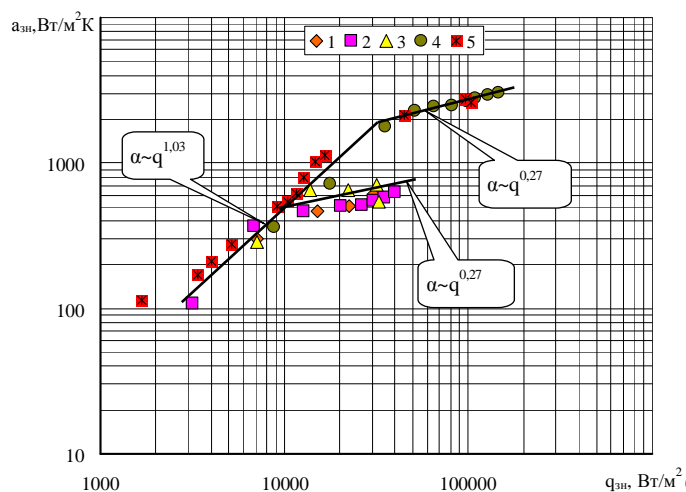


Рис. 3.44. Інтенсивність тепловіддачі в зоні нагріву термосифона ( $d_{\text{ен}} = 9 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ). 1,2,3 – етанол; 4,5 – вода. Кут нахилу: 1,4,5 –  $90^\circ$ ; 2 –  $75^\circ$ ; 3 –  $5^\circ$ . Витрата охолоджуваної рідини  $G$ : 4 –  $4,9 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}$ ; 5 –  $1,75 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}$ .

Перша область зв'язана з наявністю пульсацій температури у всіх зонах термосифона ( $\alpha_{\text{зн}} \sim q^{1.03}$ ) і з пропорційним збільшенням кількості центрів пароутворення в зоні нагріву при підвищенні теплового потоку. Друга область характерна для великих теплових потоків і відсутності пульсацій

температури ( $\alpha_{\text{зн}} \sim q^{0,27}$ ). При цьому кількість центрів пароутворення максимальна, і незначне підвищення інтенсивності тепловіддачі, з великою вірогідністю, обумовлено тільки збільшенням частоти відриву парових бульбашок. Кількісні значення коефіцієнтів тепловіддачі для води приблизно в три рази перевищують  $\alpha_{\text{зн}}$  при використанні етанолу в якості теплоносія. Це співпадає з розбіжністю в значеннях теплоти пароутворення ( $r_{\text{вода}} \approx 3 r_{\text{етанол}}$ ). Як показано на рис. 3.44 витрата охолоджуваної рідини (зміна інтенсивності тепловіддачі від зони конденсації) не оказує суттєвого впливу на середні коефіцієнти тепловіддачі в зоні нагріву (точки 4,5 – вода). Кут нахилу термосифона також має невеликий вплив на  $\alpha_{\text{зн}}$  (точки 1,2,3 – етанол). Експериментальні дані для етанолу в другій області теплообміну при різних кутах нахилу (рис.3.45) з розкидом  $\pm 20\%$  узагальнюються емпіричною залежністю

$$\alpha_{\text{зн}} = 47 q_{\text{зн}}^{0,27} . \quad (3.34)$$

Для води отримана залежність

$$\alpha_{\text{зн}} = 121 q_{\text{зн}}^{0,27} . \quad (3.35)$$

Незалежність  $\alpha_{\text{зн}}$  від кута нахилу відмічається також в [40,187] де досліджувалися термосифони з  $d_{\text{вн}} = 32 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  і водою в якості теплоносія.

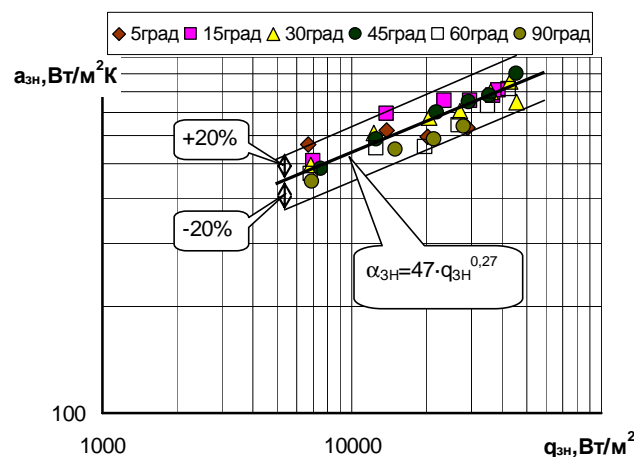


Рис. 3.45. Вплив кута нахилу на інтенсивність тепловіддачі в зоні нагріву термосифона в області максимальної кількості центрів пароутворення ( $d_{\text{вн}} = 9 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ , етанол,  $K_3=0,83$ ).

При зменшенні розмірів парового простору ( $d_{\text{вн}} < 9 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ) друга область була практично відсутня для всіх типів теплоносіїв, що досліджувалися (рис. 3.46). Це пов'язана з тим, що при малих діаметрах парового простору в стислих умовах спостерігається періодичний снарядний режим руху паро-рідинної суміші в зону конденсації. Поява додаткових центрів пароутворення призводить тільки до підвищення частоти руху снарядів. При умові, що в зоні конденсації з ростом теплового потоку збільшується пробка конденсату, в результаті чого зона нагріву має дефіцит теплоносія, то криза теплообміну настає раніше, ніж збільшиться кількість центрів пароутворення до максимального значення.

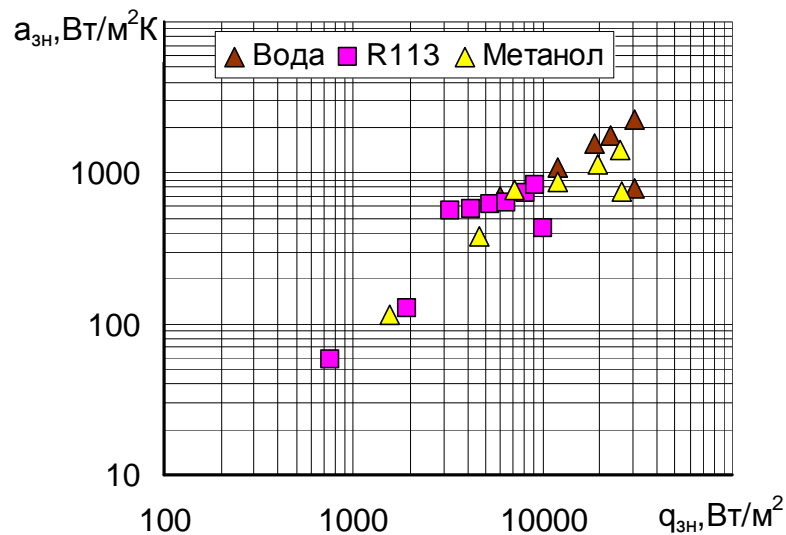


Рис. 3.46. Вплив виду теплоносія на інтенсивність тепловіддачі в зоні нагріву термосифона ( $d_{\text{вн}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ,  $K_3 = 0,48 \pm 0,03$ ).

Розрахунок інтенсивності тепловіддачі в зоні нагріву по відомим залежностям [119,121] показав, що вплив стиснених умов ( $Bo < 4$ ) зменшує коефіцієнти тепловіддачі. Так, для води (рис.4.47), дані по  $\alpha_{3n}$  групуються навколо лінії, проведеної по залежності [94] для великого об'єму.

$$\alpha = 0.075 \left[ 1 + 10 \left( \frac{\rho''}{\rho' - \rho''} \right)^{0.67} \right] \left( \frac{\lambda^2}{\nu \sigma T_s} \right)^{0.33} q^{0.67} \quad (3.36)$$

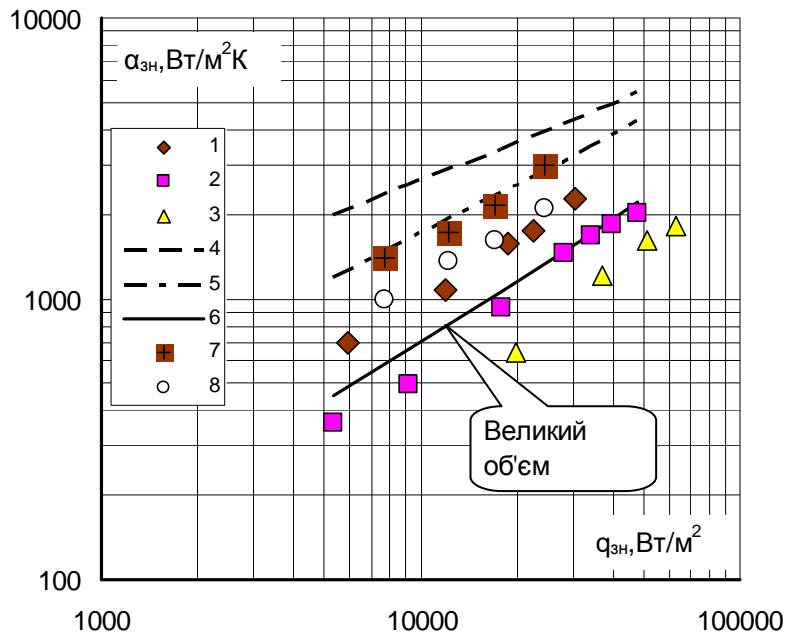


Рис. 3.47. Співставлення експериментальних даних по коефіцієнтам тепловіддачі в зоні нагріву для термосифонів (вода): 1...3 –  $d_{\text{вн}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  (1 –  $K_z = 0,44$ ; 2 –  $K_z = 0,96$ ; 3 –  $K_z = 1,93$ ); 4 – по залежності (1.11) [119]; 5 – по залежності (1.13) [121]; 7,8 –  $d_{\text{вн}} = 32 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  [121] (7 –  $K_z = 0,5$ ; 8 –  $K_z = 1,0$ ).

Залежності (1.11) [119] і (1.13) [121] лежать значно вище отриманих експериментальних даних, що свідчить про значний вплив стиснених умов на інтенсивність тепловіддачі в зоні нагріву. Слід зазначити, що критерієм належності термосифонів до мініатюрних є число Бонда і воно не перевищує для води і  $d_{\text{вн}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  значення  $Bo \approx 2$ .

З рис.3.47 видно, що є розшарування даних в залежності від коефіцієнтів заповнення  $K_z$ . Чим менше  $K_z$ , тим вище  $\alpha_{\text{зн}}$ . Такий ефект спостерігався і в [124], де досліджувався термосифон з  $d_{\text{вн}} = 32 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ . Це зв'язано з тим, що на вільній від теплоносія стінки зони нагріву збільшується інтенсивність тепловіддачі завдяки тонкому шару стікаючого конденсату. А, як відомо [19], в тонких плівках інтенсивність тепловіддачі значно вище, чим в великому об'ємі. Збільшення  $K_z$  призводить до того, що виникаючі парові утворення при русі в зону конденсації повинні подолати додатковий тиск стовпа рідини і інтенсивність тепловіддачі зменшується.

В результаті узагальнення експериментальних даних була отримана емпірична залежність  $\alpha_{3H}=f(q_{3H})$ .

$$\alpha_{3H} = 0,36 \cdot q_{3H}^{0,81} \left( \frac{V_p}{V_{3H}} \right)^{-0,61} \quad (3.37)$$

Ця залежність (3.37) узагальнює експериментальні дані по інтенсивності тепловіддачі в зоні нагріву термосифона з  $d_{BH}=5 \cdot 10^{-3}$  м, довжиною 0,7 м і справедлива для води в діапазоні теплових потоків від 2 кВт/м<sup>2</sup> до 100 кВт/м<sup>2</sup>,  $K_3=V_p/V_{3H}$  від 0,44 до 1,93 при вертикальному його розташуванні (рис.3.48) і для охолоджувальної води через конденсатор від 20<sup>0</sup>С до 40<sup>0</sup>С.

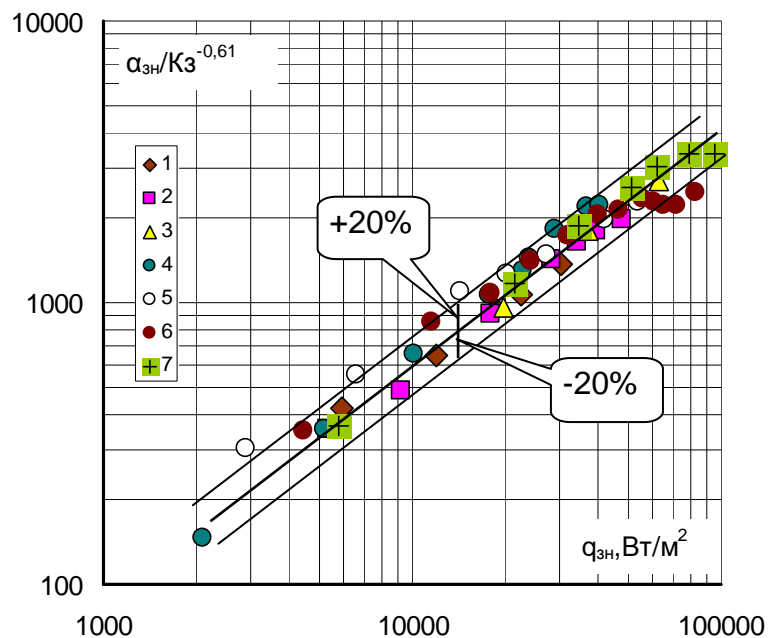


Рис. 3.48. Вплив умов зовнішнього теплообміну і ступеня заповнення  $K_3$  на коефіцієнти тепловіддачі в зоні нагріву мініатюрного двофазного термосифона ( $d_{BH}=5 \cdot 10^{-3}$  м, теплоносій – вода). Температура вхідної охолоджувальної води через конденсатор: 1-3 – 20<sup>0</sup>С; 4 – 30<sup>0</sup>С; 5-7 – 40<sup>0</sup>С; 1,4,5 –  $K_3=0,44$ ; 2,6 –  $K_3=0,96$ ; 3,7 –  $K_3=1,93$ .

На основі аналізу диференційних рівнянь при русі двофазного потоку для процесів теплообміну в роботах [19,34,113,199,202] можна зробити висновок, що для мініатюрних випаровувально – конденсаційних систем при кипінні в зоні нагріву також існують зв'язки між безрозмірними змінними:



$$\frac{\alpha l_k}{\lambda} = f\left(\frac{ql_k}{r\rho''v}; \frac{Pl_k}{\sigma}; \frac{v}{a}; \frac{\rho''}{\rho'}; \frac{d_{вн}}{l_k}; \frac{V_p}{V_{зн}}\right). \quad (3.38)$$

В результаті аналізу експериментальних даних було отримано рівняння подоби:

$$Nu = 1.43 Re^{0.53} Kp^{0.5} Pr^{0.35} Bo^{-1} Kz^{-0.4} \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{0.5}. \quad (3.39)$$

Залежність (3.39) узагальнює 80% експериментальних даних для води, метанолу, етанолу і фреону 113 (кут нахилу  $90^\circ$ ) з розкидом  $\pm 30\%$  і справедлива в діапазоні внутрішніх діаметрів  $d_{вн}$  від  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м до  $9,0 \cdot 10^{-3}$  м, чисел Re від 10 до 3000, Kp від 100 до 5000, Pr від 1,5 до 14, Bo від 1 до 5,5, Kz від 0,44 до 2,04 і симплексу  $\rho''/\rho'$  від  $7 \cdot 10^{-5}$  до  $2 \cdot 10^{-3}$  (рис.3.49).

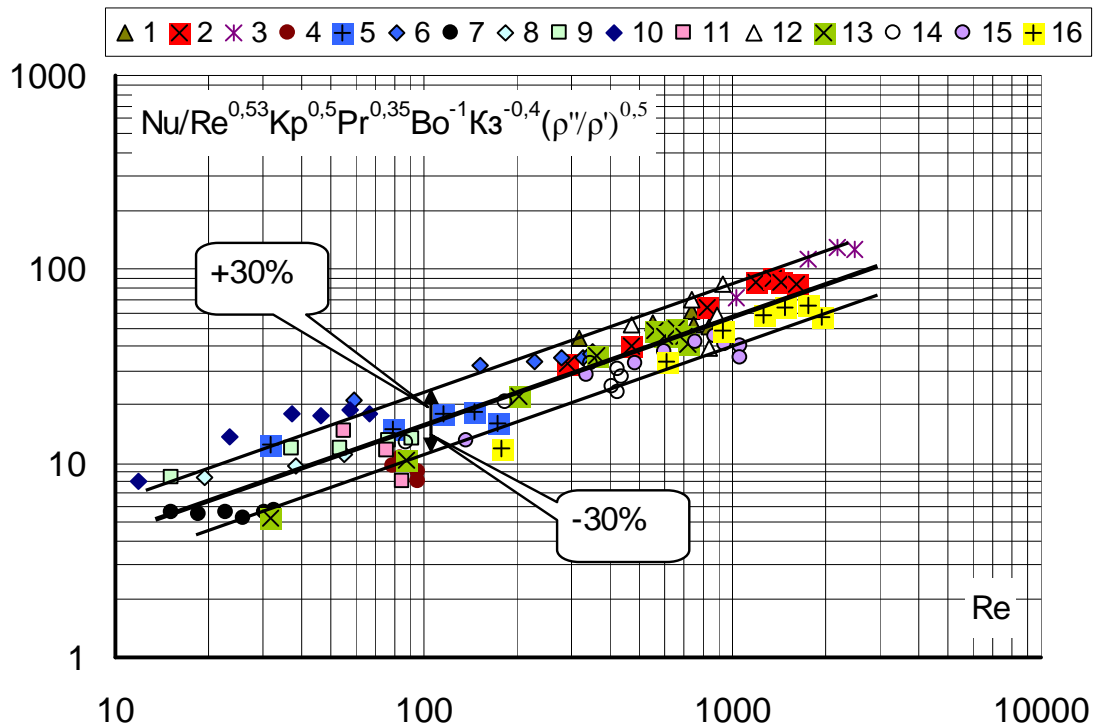


Рис. 3.49. Узагальнення експериментальних даних по коефіцієнтам тепловіддачі в зоні нагріву (кут нахилу  $90^\circ$ ): 1...3,12...16 – вода,  $d_{вн}=5 \cdot 10^{-3}$  м; 4...6 – метанол,  $d_{вн}=5 \cdot 10^{-3}$  м; 7...9 – фреон113,  $d_{вн}=5 \cdot 10^{-3}$  м; 10 – вода,  $d_{вн}=3 \cdot 10^{-3}$  м; 11 – етанол,  $d_{вн}=9 \cdot 10^{-3}$  м; 12 – вода,  $d_{вн}=9 \cdot 10^{-3}$  м; 1...12 –  $t_{охл} = +20^\circ\text{C}$ ; 13 –  $t_{охл} = +30^\circ\text{C}$ ; 14...16 –  $t_{охл} = +40^\circ\text{C}$ ; 1,13,14 –  $Kz=0,44$ ; 2,5 –  $Kz=0,96$ ; 3,16 –  $Kz=1,93$ ; 4 –  $Kz=0,49$ ; 5 –  $Kz=0,98$ ; 6 –  $Kz=1,96$ ; 7 –  $Kz=0,5$ ; 8 –  $Kz=1,02$ ; 9 –  $Kz=2,04$ ; 10 –  $Kz=0,83$ ; 11,12 –  $Kz=0,8$ .

Передача теплоти у випаровувально – конденсаційній системі, якою є замкнений двофазний термосифон відбувається за рахунок двох основних процесів: кипіння і конденсації. Чим вище інтенсивність тепловіддачі в зонах нагріву і конденсації, тим менше перепад температур між цими зонами і тим ефективніше застосування таких пристроїв в системах охолодження.

Процес конденсації відбувається в термосифоні на поверхні при умові, що її температура нижче температури насичення. В залежності від конструктивних особливостей зони конденсації термосифона і умов взаємодії пари і металевої поверхні може бути плівкова або краплева конденсація. Звичайно в термосифонах внутрішня поверхня ретельно очищується і гарно змочується рідиною, тому в основному спостерігається плівкова конденсація. Незважаючи на малу інтенсивність тепловіддачі при плівковій конденсації в порівнянні з краплевою, коефіцієнти тепловіддачі спостерігаються в деяких випадках значно вище, ніж при бульбашковому кипінні. Також вони залежать від геометричних особливостей і виду теплоносіїв. На рис. 3.50 показано розшарування даних по  $\alpha_{зк}$  в залежності від виду теплоносія.

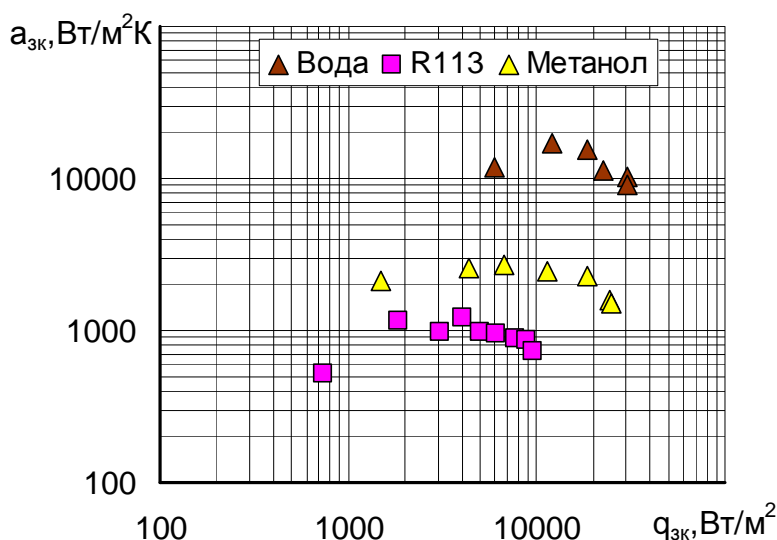


Рис. 3.50. Вплив виду теплоносія на інтенсивність тепловіддачі в зоні конденсації термосифона ( $d_{\text{вн}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ,  $K_3 = 0,48 \pm 0,03$ ).

Важливу роль при плівковій конденсації грає товщина плівки, що стікає, а також теплофізичні властивості теплоносіїв, насамперед теплота

пароутворення. Для води теплота пароутворення більше ніж в 2 рази перевищує цей показник для метанолу і, приблизно, на порядок для фреону-113.

Як показав аналіз експериментальних даних (рис.3.51), розрахунок  $\alpha_{зк}$  для мініатюрних термосифонів з достатньою ступеню вірогідності можна розраховувати по рівнянню Нуссельта для плівкової конденсації нерухомої пари [100,141] :

$$\alpha_{зк} = 0.943 \sqrt[4]{\frac{r(\rho' - \rho'')g\lambda^3}{\nu'(t_{нас} - t_{зк})l_{зк}}} \quad (3.40)$$

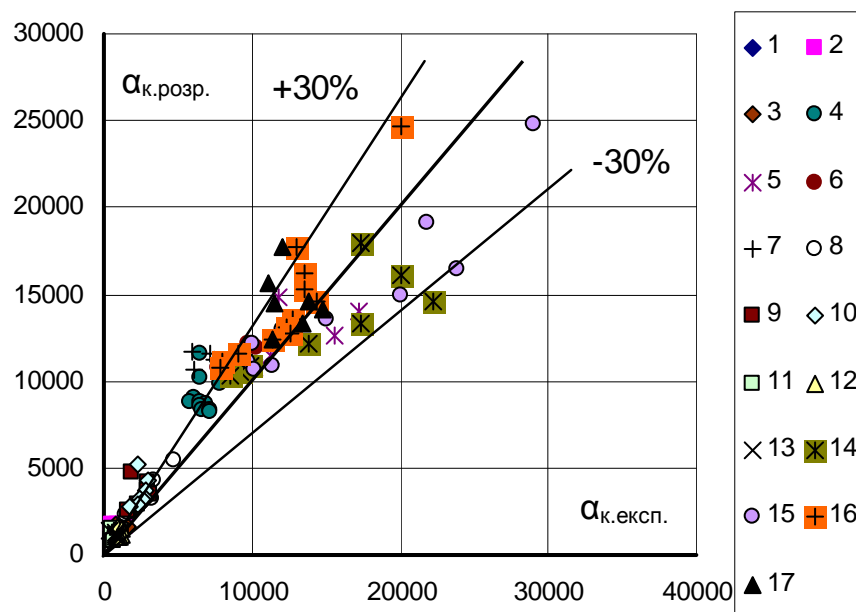


Рис. 3.51. Порівняння коефіцієнтів тепловіддачі в зоні конденсації по залежності Нуссельта з даними експерименту: 1...3 – етанол,  $d_{вн}=9 \cdot 10^{-3}$  м,  $Kз=0,8$  (кут нахилу: 1,4...17 –  $90^\circ$ ; 2 –  $5^\circ$ ; 3 –  $75^\circ$ ); 4 – вода,  $d_{вн}=9 \cdot 10^{-3}$  м,  $Kз=0,8$ ; 5...7 – вода,  $d_{вн}=5 \cdot 10^{-3}$  м (5 –  $Kз=0,44$ ; 6 –  $Kз=0,96$ ; 7 –  $Kз=1,93$ ); 8...10 – метанол,  $d_{вн}=5 \cdot 10^{-3}$  м (8 –  $Kз=0,49$ ; 9 –  $Kз=0,98$ ; 10 –  $Kз=1,96$ ); 11...13 – фреон113,  $d_{вн}=5 \cdot 10^{-3}$  м (11 –  $Kз=0,5$ ; 12 –  $Kз=1,02$ ; 13 –  $Kз=2,04$ ); 14...17 – вода,  $d_{вн}=5 \cdot 10^{-3}$  м (14 –  $Kз=0,44$ ,  $t_{охл}= +30^\circ\text{C}$ ; 15 –  $Kз=0,44$ ,  $t_{охл}= +40^\circ\text{C}$ ; 16 –  $Kз=0,96$ ,  $t_{охл}= +40^\circ\text{C}$ ; 17 –  $Kз=1,93$ ,  $t_{охл}= +40^\circ\text{C}$ ).

Основна кількість експериментальних даних з розкидом  $\pm 30\%$  підпорядковується залежності (3.40).

В якості критерію ефективності теплопередавальної спроможності термосифонів можна вважати еквівалентну теплопровідність  $\lambda_{\text{екв}}$ , яка залежить від теплового потоку, що передається, від ефективної довжини термосифону  $l_{\text{еф}}$  ( $l_{\text{еф}} = l_{\text{мс}} - (l_{\text{зн}} + l_{\text{зк}})/2$ ), від зовнішнього діаметру, від перепаду температур між зонами нагріву і конденсації, а також від теплофізичних властивостей теплоносіїв. Експериментально  $\lambda_{\text{екв}}$  визначалася по залежності:

$$\lambda_{\text{екв}} = \frac{Q_{\text{від}} l_{\text{еф}}}{F_{\text{ТС}} (\bar{t}_{\text{зн}} - \bar{t}_{\text{зк}})}, \quad (3.41)$$

де  $F_{\text{ТС}}$  – площа перерізу термосифону.

Дослідження показало (рис.3.52), що існує вплив діаметра парового простору  $d_{\text{пн}}$  на  $\lambda_{\text{екв}}$  термосифонів. Для кожного термосифона з підвищенням теплового навантаження значення  $\lambda_{\text{екв}}$  монотонно зростають до деякого максимального значення, яке відповідає максимальному тепловому потоку. Розшарування кривих на рис.3.52 в основному зв'язано з впливом діаметра парового простору, а величина  $\lambda_{\text{екв}}$  приблизно знаходиться на одному рівні.

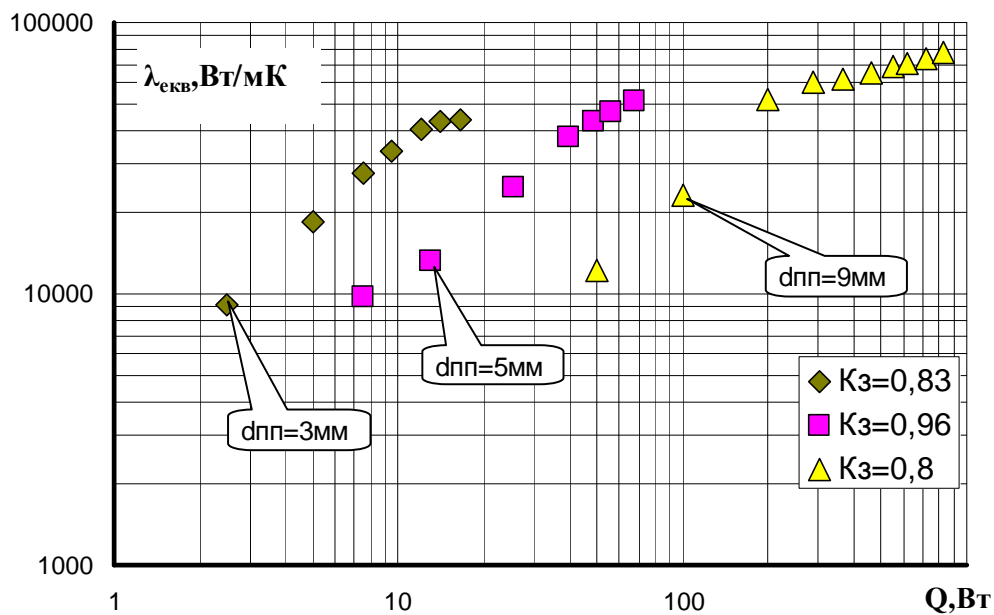


Рис. 3.52. Вплив  $d_{\text{пн}}$  на  $\lambda_{\text{екв}}$  термосифонів в залежності від теплового потоку, що відводиться (теплоносій - вода).

Для термосифона з  $d_{вн}=5\cdot 10^{-3}$  м і приблизно однаковим значенням  $Kз$  вид теплоносія впливає тільки на величину  $\lambda_{екв}$  (рис.3.53). Дані по  $\lambda_{екв}$  пропорційні  $Q^{0.85}$ .

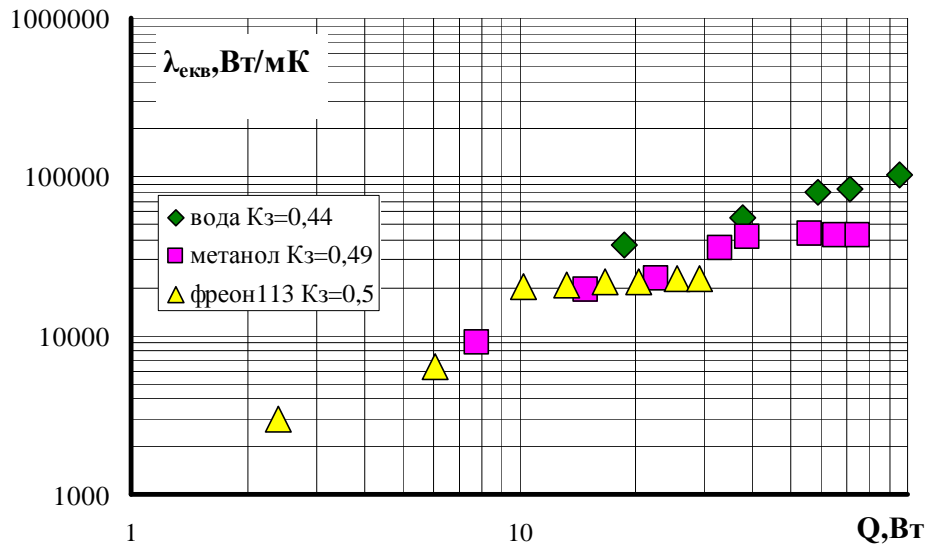


Рис. 3.53. Вплив виду теплоносія на  $\lambda_{екв}$  термосифонів в залежності від теплового потоку, що відводиться.

Аналіз експериментальних даних показав, що існує залежність:  $\lambda_{екв} = f[Re; Bo; Kз; (d_{вн}/l_{зн})]$ , де  $Re = Wd_{вн}/\nu''$  – число Рейнольдса; ( $W$  – швидкість руху пари,  $\nu''$  – кінематична в'язкість пари).

Узагальнення даних досліджень в порівнянні з коефіцієнтом теплопровідності міді  $\lambda_m$  дало змогу отримати емпіричну залежність:

$$\frac{\lambda_{екв}}{\lambda_m} = 3,0 \cdot 10^2 Re^{0.67} Bo^{-2} Kз^{1.1} \left( \frac{d_{вн}}{l_{зн}} \right). \quad (3.42)$$

Емпірична залежність (3.42) узагальнює 80% експериментальних даних для води, метанолу, етанолу і фреону 113 (кут нахилу  $90^\circ$ ) з розкидом  $\pm 30\%$  і справедлива в діапазоні внутрішніх діаметрів  $d_{вн}$  від  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м до  $9,0 \cdot 10^{-3}$  м, чисел  $Re$  від 40 до 5000,  $Bo$  від 1 до 5,5,  $Kз$  від 0,44 до 1,93 і симплексу  $(d_{вн}/l_{зн})$  від 0,015 до 0,11 (рис.3.54).

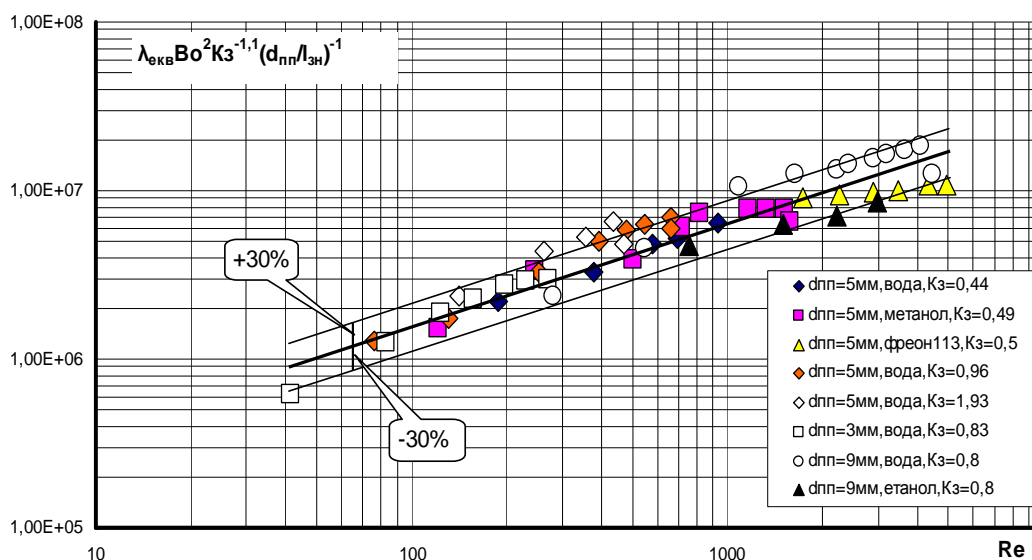


Рис. 3.54. Узагальнення експериментальних даних по еквівалентним коефіцієнтам теплопровідності  $\lambda_{\text{екв}}$  термосифонів довжиною 0,7м (кут нахилу  $90^\circ$ ).

### 3.6 Висновки по розділу 3

Таким чином, проведені дослідження показали, що неоднозначність впливу різних факторів на теплопередавальні характеристики двофазних термосифонів, а особливо мініатюрних, потребує додаткових комплексних експериментів, які б могли дати відповідь на впливовість того чи іншого фактора. Однак деякі висновки можна зробити уже зараз.

1. Показано, що початок ефективної роботи термосифона настає тільки з моменту виникнення перших центрів пароутворення в зоні нагріву.

2. Вперше були отримані залежності амплітуди (3.19) і періоду (3.20) пульсацій температури в зоні нагріву мініатюрних термосифонів.

3. Показано вплив стислих умов ( $Bo < 4$ ) на термічний опір мініатюрних термосифонів  $R$  і отримані рівняння (3.24) для розрахунку  $R$  при  $Re < 2000$  і (3.25) для розрахунку  $R$  при  $Re > 2000$ .

4. Отримано співвідношення гравітаційних і капілярних сил (3.30) для нерухомої пробки конденсату в зоні транспорту мініатюрних термосифонів.

5. Визначено вплив геометричних і режимних факторів на максимальні теплові навантаження (рівняння 3.33), а також на інтенсивність тепловіддачі в зонах нагріву і конденсації. Показано, що в зоні конденсації з достатньою для практики точністю можна використовувати формулу Нуссельта.

6. Вперше отримано рівняння (3.42) для еквівалентної теплопровідності мініатюрних термосифонів і показані їх над теплопровідні властивості. Для мініатюрних термосифонів довжиною 0,7м  $\lambda_{\text{екв}}$  на декілька порядків вище  $\lambda_{\text{міді}}$ .

## РОЗДІЛ 4

### ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛОПЕРЕДАВАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК МІНІАТЮРНИХ ТЕПЛОВИХ ТРУБ

Різноманітність приладів і обладнання, які при зменшенні габаритів виділяють значні кількості теплоти, при цьому не повинні утрачати свої функціональні можливості, знаходять своє застосування при дії на них сил гравітації, прискорення та інш. Це прилади електронної техніки в літакобудуванні та в космічній галузях, де дія таких сил повинна компенсуватися ефективними засобами відводу значних теплових потоків і забезпечувати їх стабільні температурні режими роботи. В значної мірі таку задачу можуть виконувати системи охолодження на базі теплових труб. Однак зменшення габаритів і ваги призводить до відповідних конструктивних змін теплових труб, які повинні не губити своїх теплопередавальних характеристик в таких умовах. Незважаючи на властивості теплових труб передавати теплоту при довільної орієнтації у просторі, дія гравітаційної складової накладає свій відміток на максимальні теплові потоки і мінімальний термічний опір. При цьому внутрішні характеристики капілярної структури грають значну роль. Для мініатюрних теплових труб (число  $Bo < 1 \dots 2$ ) стає складна задача, при малих габаритах забезпечити ефективну циркуляцію теплоносія, що дозволить підвищити теплопередавальну здатність. Вирішення цієї задачі може бути при знанні всіх факторів, які впливають на процеси тепломасопереносу всередині такої випаровувально – конденсаційної системи.

У фундаментальних публікаціях [102,127,158,157,203,204], присвячених вивченню процесів в теплових трубах, розглядаються в основному геометричні розміри парового простору при числах  $Bo > 1 \dots 2$ . Сучасні технології дозволили створити значну кількість мікро- і мініатюрних теплових труб різної конструкції [44...57,104...106,115...118], [165...169,173...177]. Така різноманітність конструктивного виконання не



дозволяє однозначно відповісти на впливовість того чи іншого фактора на теплопередавальну здатність конкретної мініатюрної теплової труби.

В даному розділі розглядаються результати експериментальних досліджень, присвячених вивченню основних теплопередавальних характеристик мініатюрних теплових труб. Особлива увага приділяється впливу діаметру парового простору і типу теплоносія на максимальні теплові потоки і мінімальний термічний опір мініатюрних теплових труб (МТТ).

#### 4.1 Експериментальне обладнання і методика проведення випробувань

З метою визначення впливу розмірів парового простору на теплопередавальні характеристики МТТ були вибрані теплові труби з зовнішніми діаметрами від  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м до  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м. Внутрішні розміри парового простору залежали від товщини капілярної структури. В якості капілярно-пористої структури була вибрана метало-волоконна капілярна структура з наступними параметрами: діаметр волоконної проволочки від  $20 \cdot 10^{-6}$  м до  $70 \cdot 10^{-6}$  м, а довжини проволочок від  $3 \cdot 10^{-3}$  м до  $7 \cdot 10^{-3}$  м. Параметри МТТ, що досліджувалися приведені у таблиці 4.1.

Таблиця 4.1

Зовнішній діаметр, $d_z$ , мм	Діаметр парового каналу, $d_n$ , мм	Загальна довжина, $L_z$ , мм	Довжина зони нагріву, $L_n$ , мм	Ефективна довжина труби, $L_{ef}$ , мм	Теплоносі й	Товщина пористого покриття, $\delta_{кс}$ , мм	Пористість структури, П, %
2,0	~0,87	100	25	70	етанол	Джгут $\varnothing=0,5$ мм	~ 60
3,0	1,2	100 300	30 60	67 186	вода ацетон	0,4	88±2
4,0	2,0	100 150	20 40 60	102 92 81,5	етанол вода	0,5	80±2
6,0	4,0	100 175	20 40 60	135 125 115	етанол вода метанол	0,5	75±2 82±2 88±2
6,0	3,0	175	17 46 62	133 119 111	вода	1,0	70±2
6,0	4,0	200	21 41 60	149 139 129	вода, метанол	0,5	80±2

Схематичне зображення перерізу МТТ, що випробувалися, показано на рис. 4.1., а фотографії деяких конструкцій на рис. 4.2. Всередині МТТ діаметром  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м і  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м по всій довжини трубки розташовувався джгут з проволоч діаметром  $20 \cdot 10^{-6}$  м, який був припечений до внутрішній поверхні оболонки (рис.4.1,а). Кількість теплоносія розраховувалася з міркувань, що він повинен розташовуватися всередині джгута і по кутах між джгутом і оболонкою трубки. Для МТТ діаметром  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м і  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м капілярно структура була виготовлена по рекомендаціям [102] і припечена по периметру внутрішній поверхні (рис.4.1,б).

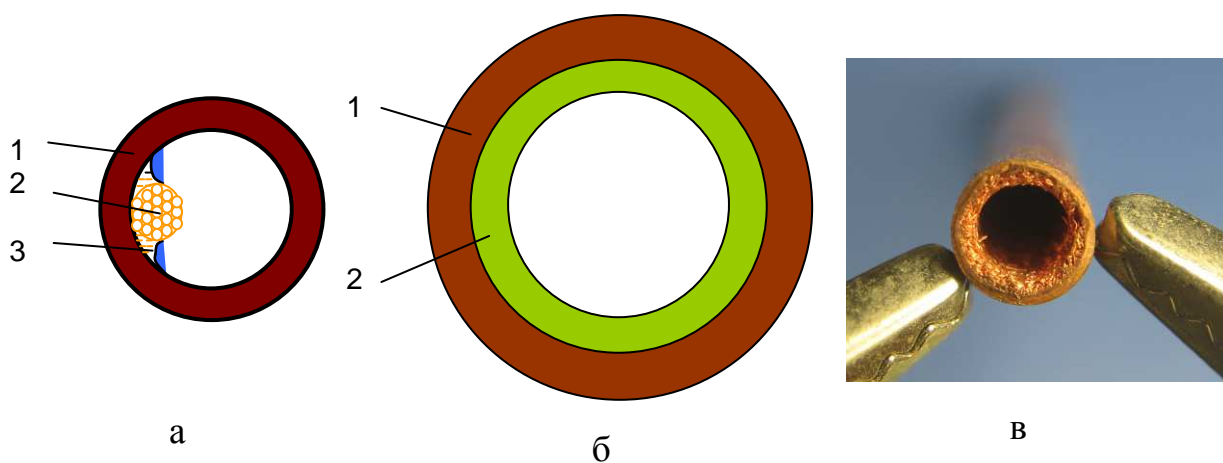


Рис. 4.1. Схематичне зображення і фото перерізу випробуваних МТТ: а – діаметр  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м і  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м; б –  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м і  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м; в – фото; 1 – оболонка МТТ; 2 – капілярна структура; 3 – теплоносії

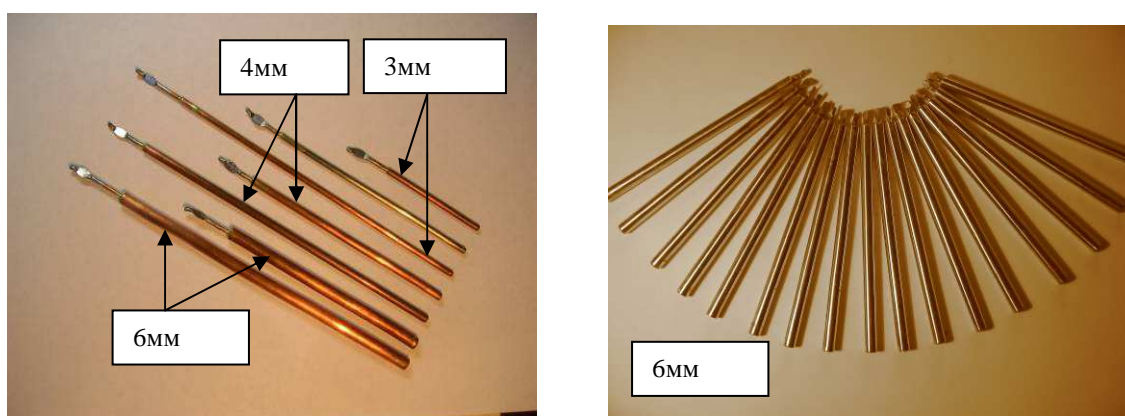


Рис. 4.2. Фотографії конструкцій МТТ

Складність випробувань теплопередавальних характеристик МТТ малих діаметрів (від  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м до  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м) вимагала створення окремої дослідної установки з використанням вакуумної камери, яка показана на рис. 4.3. У [176] також випробування МТТ проводилося аналогічним засобом.

Розташування МТТ у вакуумній камері 3 було зроблено для того, щоб знизити перетоки теплоти між навколишнім середовищем і МТТ. Променева частина теплового потоку, що може вплинути на теплопередаючі характеристики МТТ у даному випадку була не більш 1% від теплового потоку, що передається МТТ.

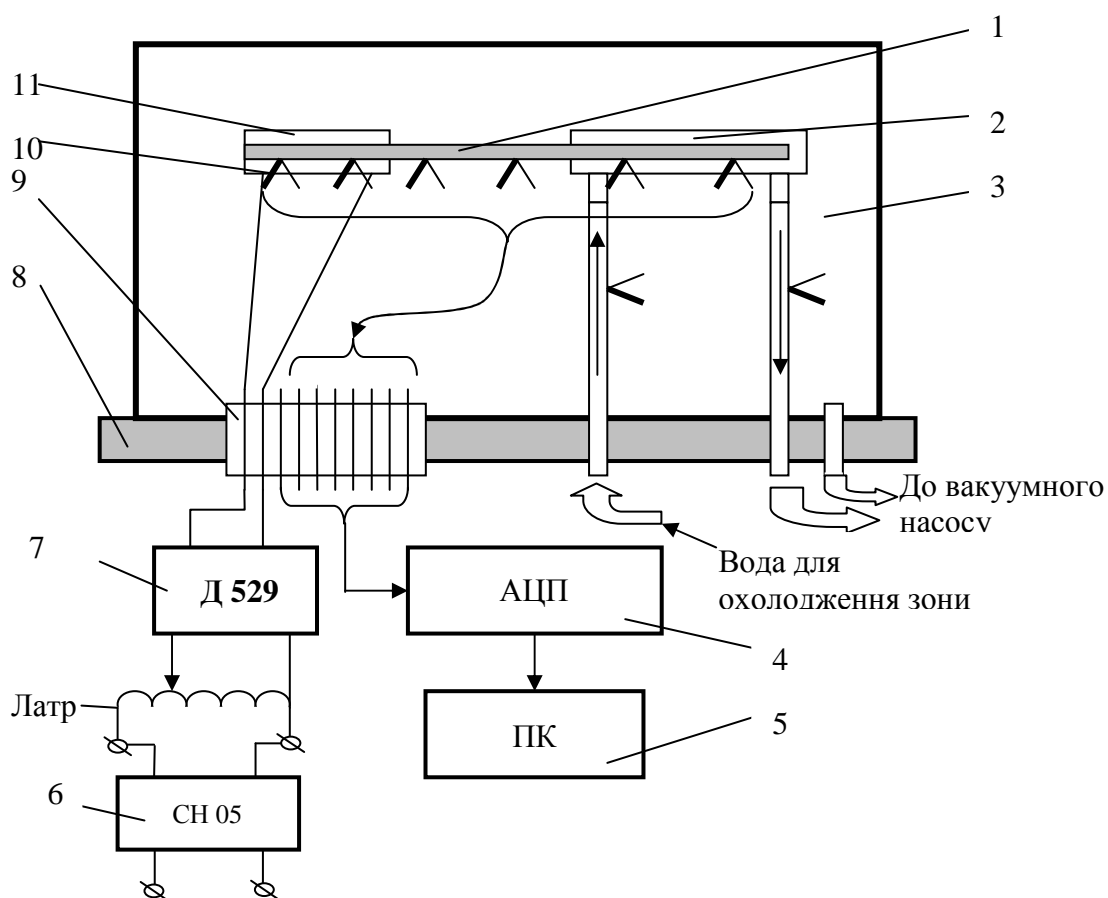


Рис. 4.3. Схема стенду випробувань МТТ діаметром до  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м: 1 – МТТ; 2 – зона конденсації; 3 – прозора вакуумна камера; 4 – аналого-цифровий перетворювач (АЦП); 5 – персональний комп'ютер; 6 – стабілізатор напруги СН 05; 7 – ватметр Д 529; 8 – основа вакуумної камери; 9 – герметичний роз'єм для проходу електричних дротів; 10 – мідь-константанові термопар; 11 – зона підводу теплоти до МТТ.

Підвід електричних комунікацій до МТТ здійснювався через герметичний роз'єм 9. Підвід та відвід води для зони конденсації МТТ здійснювався через мідні труби діаметром  $6 \cdot 10^{-3}$  м, які були запаяні у підставку 8 вакуумної камери. Вони одночасно були підставкою для підтримки МТТ у просторі.

Усередині вакуумної камері підтримувався тиск приблизно  $1 \cdot 10^2$  Па. Підвід теплоти до зони нагріву МТТ здійснювався за допомогою нагрівача 11, який було підключено до мережі 220 В через стабілізатор напруги СН-05 і лабораторний автотрансформатор (ЛАТР). Система відводу теплоти від МТТ мала вигляд рідинного конденсатора 2 типу труба в трубі, через який проходила охолоджуюча вода. Витрата охолоджуючої води підтримувалася постійною і контролювалася за допомогою рідинного ротаметру РМ 0,025Ж. На протязі проведення експерименту температура води, яка підводиться у конденсатор підтримувалася постійною. Температура води на вході і виході конденсатора вимірялася за допомогою двох мідь-константанових термопар.

Температура кожної з зон МТТ фіксувалася за допомогою шести мідь-константанових термопар. У кожної з зон розташовано по дві термопари. Сигнал з термопар через АЦП подавався на персональний комп'ютер.

Таким чином, такий стенд дозволяв проводити експериментальні випробування теплопередавальної спроможності теплових труб малого діаметру (до  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м) з досить високою точністю.

Схему для перевірки теплотранспортної спроможності МТТ діаметром більше  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м показано на рис 4.4. Усі зони МТТ були теплоізовані за допомогою базальтового волокна, який має теплопровідність 0,03 Вт/(м·К). Теплопідтоки або тепловідтоки від навколишнього середовища в експериментах не перевищували 2 – 3%. Схема експериментального стенду (рис.4.4) складається з системи підводу теплоти до МТТ, системи відводу теплової енергії від труби, комутаційної апаратури і температури контролю параметрів. Система підведення теплоти представляла собою багатосекційний ніхромовий нагрівач, що дозволяло змінювати довжину

зони нагріву. Нагрівач було намотано безпосередньо на корпусі МТТ. При цьому останній у місці намотки було вкрито шаром спеціальної термостійкої електроізоляції.

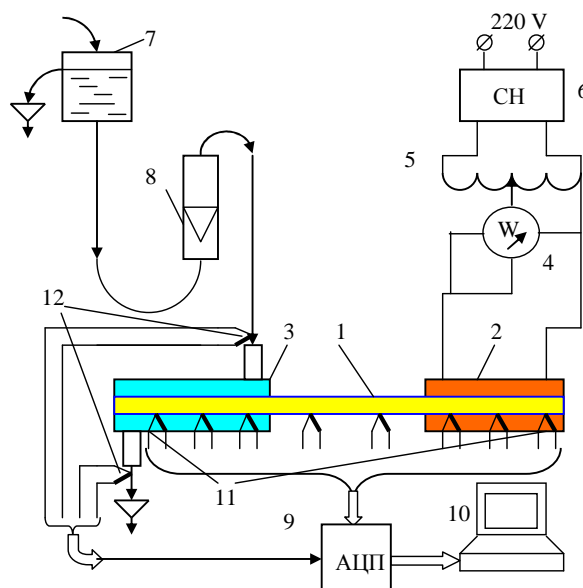


Рис. 4.4. Схема виміру для випробування МТТ діаметром  $>3,0 \cdot 10^{-3}$  м: 1 – МТТ; 2 – зона нагріву; 3 – конденсатор типу «труба в трубі»; 4 – ватметр; 5 – лабораторний автотрансформатор; 6 – стабілізатор напруги; 7 – бак напірний; 8 – ротаметр; 9 – аналого-цифровий перетворювач; 10 – персональний комп'ютер; 11, 12 – мідь-константанові термопари (10 шт.).

Експериментальні стенди дозволяли проводити випробування МТТ діаметром від  $1,5 \cdot 10^{-3}$  м до  $8,0 \cdot 10^{-3}$  м. Орієнтація у просторі була довільною.

На протязі експерименту підтримувалися слідуєчі витрати охолоджуючої рідини:  $1,8 \cdot 10^{-3}$  кг/с;  $4,9 \cdot 10^{-3}$  кг/с;  $7,8 \cdot 10^{-3}$  кг/с. В експериментах температура охолоджувальної води підтримувалася на рівні  $20^{\circ}\text{C}$ ,  $30^{\circ}\text{C}$ ,  $40^{\circ}\text{C}$  з точністю  $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ . Температурне становище МТТ визначалося первинними експериментальними даними, в число яких входило:

$Q_{\text{від}}$  - тепловий потік, який передає МТТ;  $T_{\text{зн}}$  - середня температура зони нагріву МТТ;  $T_{\text{зм}}$  - середня температура зони транспорту МТТ, яка дорівнює температурі пари всередині МТТ;  $T_{\text{зк}}$  - середня температура зони конденсації

МТТ;  $T_{ex}$  і  $T_{вих}$  - вхідна і вихідна температури охолоджуючої рідини в конденсаторі;  $G$  - значення витрати охолоджуючої рідини зони конденсації.

По даним термопар  $T_{зн}$ ,  $T_{зм}$ ,  $T_{зк}$  будувався розподіл температури по довжині МТТ.

Тепловий потік, що відводиться МТТ в охолоджуючу рідину визначався по даним термопар  $T_{ex}$  і  $T_{вих}$  і значенню витрати охолоджуючої рідини:

$$Q_{від} = G C_p (T_{вих} - T_{ex}) \quad (4.1)$$

де  $C_p$  - питома теплоємність води при  $T = (T_{вих} + T_{ex})/2$ .

Термічний опір МТТ дорівнював:

$$R_{mt} = \Delta T / Q_{від} \quad (4.2)$$

де  $\Delta T = T_{зн} - T_{зк}$ .

Визначення внутрішніх характеристик МТТ, таких як коефіцієнт тепловіддачі у зонах нагріву і конденсації здійснювався при відомих значеннях внутрішніх геометричних характеристиках МТТ.

Коефіцієнт тепловіддачі у зоні нагріву визначався:

$$\alpha_{зн} = q_{зн} / (T_{зн} - T_{зм}) \quad (4.3)$$

де  $q_{зн} = Q_{від} / F_{зн}$  - питомий тепловий потік у зоні нагріву, який є на внутрішній поверхні зони нагріву  $F_{зн}$ .

Температура в зоні транспорту практично дорівнює температурі пари в МТТ.

Коефіцієнт тепловіддачі у зоні конденсації визначався:

$$\alpha_{зк} = q_{зк} / (T_{зм} - T_{зк}) \quad (4.4)$$

де,  $q_{зк} = Q_{від} / F_{зк}$  - питомий тепловий потік у зоні конденсації, який є на внутрішній поверхні зони конденсації  $F_{зк}$ ;  $\Delta T_{зк} = T_{зм} - T_{зк}$  - різниця температур між зоною транспорту і зоною конденсації.

Похибки первинних експериментальних даних приведені в таблиці 4.2.

Таблиця 4.2

	$\Delta T$	$Q_{від}$	$q_{зн}$	$q_{зк}$	$\alpha_{зн}$	$\alpha_{зк}$	$R_{mt}$
min %	5,22	5,32	6,23	5,83	7,13	6,94	7,53
max %	11,06	11,34	11,86	11,75	16,98	16,47	15,87

Визначення теплопередавальних характеристик МТТ за розробленою методикою показало, що температурний рівень і переданий тепловий потік залежать як від режимних параметрів випробувань, так і від розмірів МТТ. Причому теплопередавальні характеристики також залежать від орієнтації труб у просторі і від діаметрів МТТ.

#### 4.2 Температурні режими роботи мініатюрних теплових труб

В результаті проведених досліджень отримані дані для мініатюрних теплових труб із зовнішніми діаметрами від  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м до  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м та розміром парового простору від  $0,87 \cdot 10^{-3}$  м до  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м (див. таблицю 4.1). На рисунках 4.5...4.9 приведені розподіли температур по довжині МТТ. Видно, що із зростанням теплового потоку, що підводиться, температура в зоні нагріву підвищується значно швидше, ніж в зонах транспорту і конденсації. Показником нормальної роботи МТТ, як видно з графіків, є ізотермічність зон теплообміну. Крутість графіків температури на стиках зони нагрівання і транспортної зони, а також зони транспорту і зони конденсації залежить від переходу теплоти по корпусу МТТ в осьовому напрямку і визначається теплопровідністю корпусу і товщиною його стінки. Як реперні показники були обрані вертикальне розташування по силам тяжіння ( $+90^0$ ) і проти ( $-90^0$ ), а також горизонтальне положення ( $0^0$ ) у просторі МТТ.

При вертикальному положенні зона нагріву знаходилася нижче зони конденсації, і підток теплоносія з зони конденсації відбувався за рахунок

капілярних і гравітаційних сил. Сили тяжіння у цьому випадку були спрямовані на поліпшення умов підтоку теплоносія в зону нагріву.

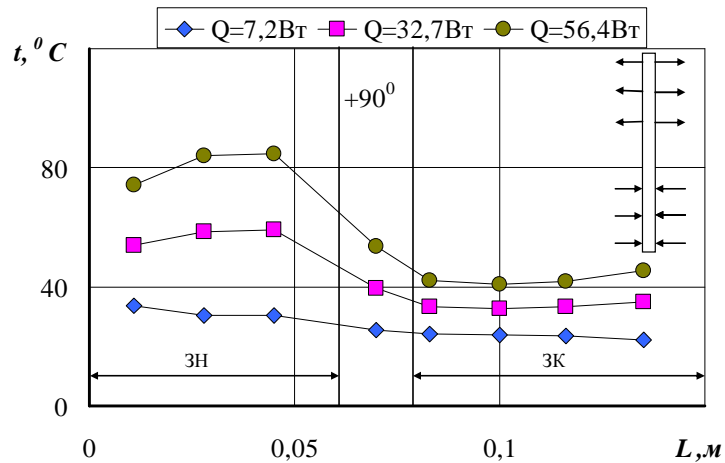


Рис. 4.5. Розподіл температури по довжині МТТ діаметром  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м при вертикальному її розташуванні у просторі (витрата охолоджуючої рідини  $G = 4,9 \cdot 10^{-3}$  кг/с, температура її  $t \sim 20$  °C)

При горизонтальному положенні гравітаційні сили практично не брали участь у транспорті теплоносія в зону нагріву і це безсумнівно повинно позначатися на теплопередаючих характеристиках МТТ.

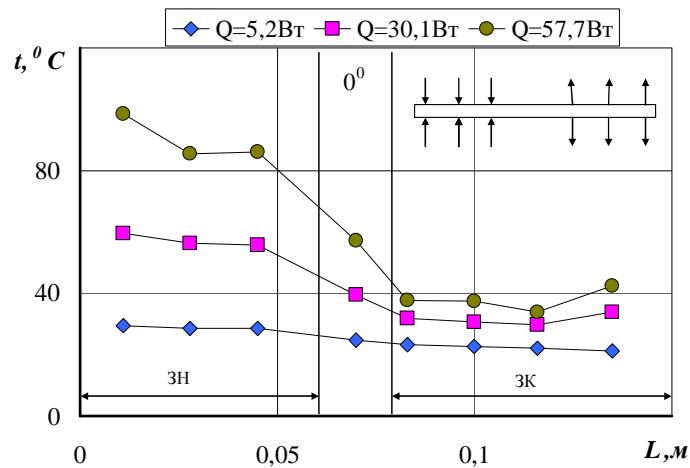


Рис. 4.6. Розподіл температури по довжині МТТ діаметром  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м при горизонтальному її розташуванні у просторі (витрата охолоджуючої рідини  $G = 4,9 \cdot 10^{-3}$  кг/с, температура її  $t_{охл} \sim 20$  °C)

Так, на рис.4.5, при вертикальному положенні середня температура в зоні нагріву МТТ діаметром  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м при тепловому навантаженні  $Q = 32,7$



Вт знаходилася на рівні  $58^{\circ}\text{C}$ . Причому в нижній частині зони нагріву МТТ температура була нижче середньої приблизно на  $5^{\circ}\text{C}$ . Це є свідченням того, що частина теплоносія за рахунок сил гравітації розташовується там у вигляді невеликої калюжі, і сприяє інтенсивному відведенню теплоти. В той же час в зоні нагріву при горизонтальному положенні середня температура знаходилася на рівні  $56^{\circ}\text{C}$  при тепловому потоку 30.1 Вт (рис.4.6). Підвищення температури в крайньому перерізі зони нагріву при горизонтальному розташуванні ( $Q = 57,7$  Вт) свідчить про початок осушення капілярної структури. Теплоносій не доходить до крайнього перерізу зони нагріву за рахунок формування в тому місці плівки пари, яка поступово може зайняти всю зону нагріву.

При розташування МТТ проти сил тяжіння сили гравітації розташовані проти руху теплоносія і кризові явища починаються при малих теплових потоках (рис.4.7). Так, початок осушення зони нагріву спостерігався при  $Q = 8,0$  Вт, що свідчить про перевищення сил гравітації над капілярними силами.

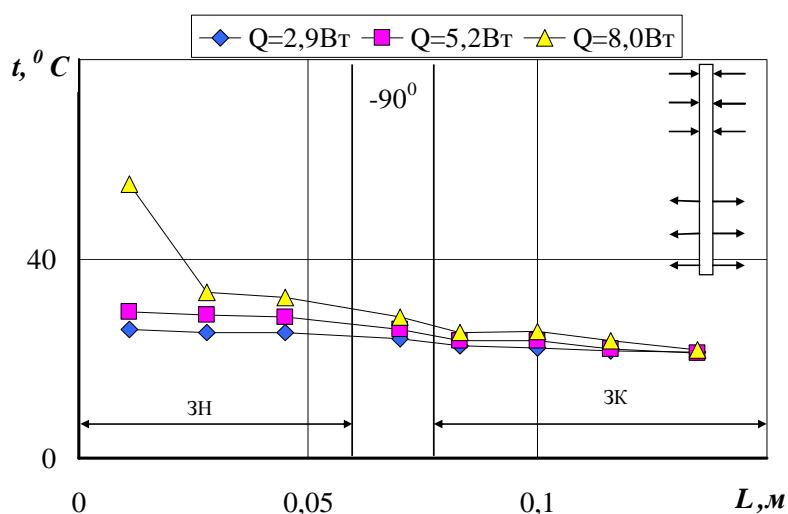


Рис. 4.7. Розподіл температури по довжині МТТ діаметром  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м при вертикальному її розташуванні у просторі проти сил тяжіння (витрата охолоджуючої рідини  $G = 4,9 \cdot 10^{-3}$  кг/с, температура її  $t \sim 20^{\circ}\text{C}$ )

Аналогічні картини спостерігалися для всіх випробуваних МТТ. Тільки рівень температур і відведених теплових потоків був різний.

Перепад температур між зонами нагріву та конденсації залежить від значень діаметрів парового простору МТТ, загальної довжини, виду теплоносія і розташуванні у просторі.

На рис.4.8 приведено залежність перепаду температур між зонами нагріву і конденсації МТТ діаметром  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м (теплоносій – вода, пористість  $\Pi=80\%$ ,  $d_{nn}= 2 \cdot 10^{-3}$  м) від потужності, що підводиться при горизонтальному ( $\varphi = 0^0$ ) і вертикальному її розташуванні по силам ( $\varphi = 90^0$ ) та проти сил тяжіння ( $\varphi = -90^0$ ). Величина витрати охолоджувальної води і температури охолодження в зоні конденсації була однаковою ( $G = 4,9 \cdot 10^{-3}$  кг/с,  $t_{охл} \sim 20^0\text{C}$ ). З рис. 4.8 видно, що при вертикальному розміщенні проти сил тяжіння вже при тепловому  $Q_{від} = 8$  Вт уже спостерігаються кризові явища, що свідчить про початок висихання теплоносія у крайньому перерізі зоні нагріву. Капілярна структура уже неспроможна підсмоктати теплоносій до зони нагріву, і виникає баланс сил, коли частина зони нагріву покрита локальною паровою плівкою, а інша частина спроможна відводити теплоту в режимі бульбашкового кипіння.

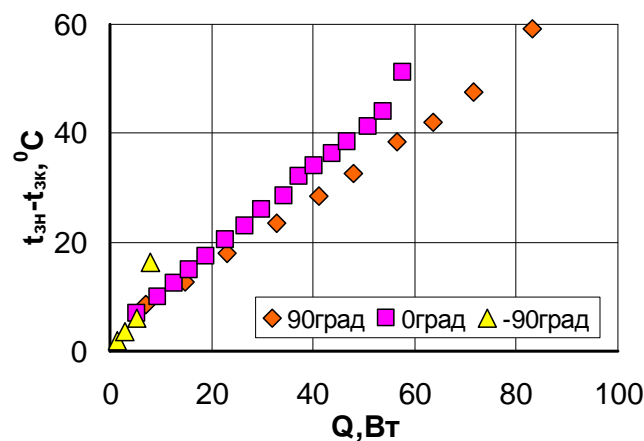


Рис. 4.8. Залежність перепаду температур між зонами нагріву і конденсації від теплового потоку МТТ діаметром  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м, довжиною 0,15 м.

А для МТТ діаметром  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м (рис. 4.9, теплоносій – вода, пористість  $\Pi=82\%$ ,  $d_{nn}= 4 \cdot 10^{-3}$  м) кризові явища спостерігаються при значно вищих теплових потоках.

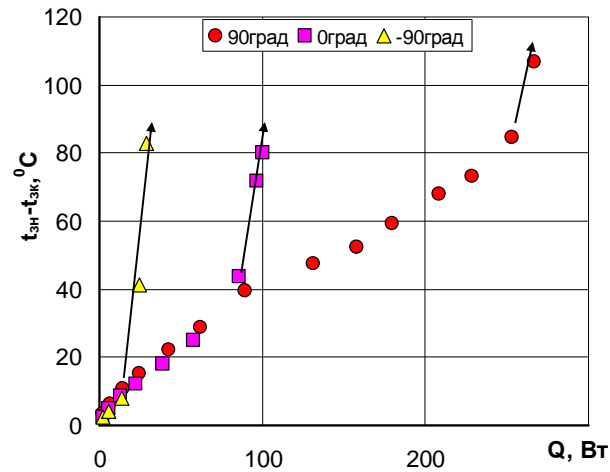


Рис. 4.9. Залежність температури зони нагріву МТТ від теплового потоку, що передається для МТТ діаметром  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м, довжиною 0,175 м (стрілками показано поява локальних парових плівок у зоні нагріву).

На рис. 4.10 показано, що незважаючи на різні довжини МТТ при зменшенні діаметру цей перепад підвищується. Це співпадає з даними [56,165].

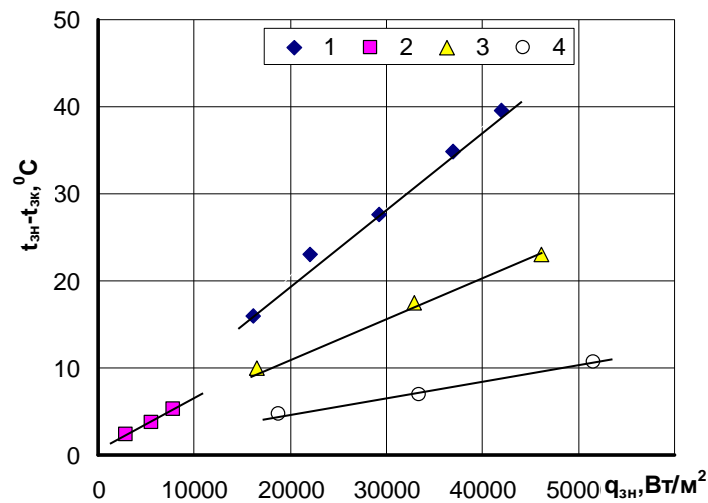


Рис. 4.10. Залежність перепаду температур між зонами нагріву і конденсації МТТ від густини теплового потоку при горизонтальному розташуванні у просторі ( $G = 4,9 \cdot 10^{-3}$  кг/с,  $t_{охл} \sim 20$  °C): 1 –  $d_{MTT} = 2 \cdot 10^{-3}$  м,  $l_{MTT} = 0,1$  м, етанол; 2 –  $d_{MTT} = 3 \cdot 10^{-3}$  м,  $l_{MTT} = 0,3$  м, вода; 3 –  $d_{MTT} = 4 \cdot 10^{-3}$  м,  $l_{MTT} = 0,146$  м, вода; 4 –  $d_{MTT} = 6 \cdot 10^{-3}$  м,  $l_{MTT} = 0,175$  м, вода.

Таким чином, зменшення діаметру парового простору призводить до збільшення перепаду температур між зонами нагріву і конденсації і зниженню максимальних теплових потоків, що відводяться.

#### 4.3 Вплив геометричних і режимних факторів на теплопередавальні характеристики мініатюрних теплових труб

К найбільш впливовими зовнішніми факторами, які значно впливають на теплопередавальні характеристики МТТ можна віднести довжину зон нагріву і конденсації, умови роботи при розташуванні їх у просторі, значення теплового потоку, що відводиться, та умови тепловідводу теплоти від зони конденсації. К внутрішнім факторам можна віднести властивості теплоносіїв, характеристики капілярної структури (товщина, пористість, проникність, ефективна теплопровідність), діаметр парового простору та інш. Всі ці фактори в той чи іншій мірі впливають на основні теплопередавальні характеристики МТТ. К основним характеристикам, які характеризують якість роботи МТТ, відносяться термічний опір і максимальні теплові потоки. Сумарний термічний опір мініатюрної теплової труби визначається в основному інтенсивністю процесів тепловіддачі в зонах нагріву і конденсації. Зростання коефіцієнтів тепловіддачі сприяє зниженню термічних опорів і навпаки, зниження коефіцієнтів тепловіддачі приводить до зростання термічного опору.

##### 4.3.1 Термічний опір і максимальні теплові потоки

Розглянемо роботу МТТ при підведенні до її зони нагріву теплового потоку і при омиванні її зони конденсації охолоджуючою рідиною. Загальний термічний опір такої системи буде дорівнювати сумі термічних опорів її елементів. Воно буде складатися з:

- термічного опору стінки МТТ в зоні нагріву

$$R_{\text{стн}} = \delta_{\text{ст}} / \lambda_{\text{ст}} \cdot F_{\text{зн}} ,$$

де  $\delta_{\text{ст}}$  - товщина стінки МТТ;  $\lambda_{\text{ст}}$  - коефіцієнт теплопровідності матеріалу стінки;  $F_{\text{зн}}$  - площа зони нагріву;

- термічного опору тепловіддачі в зоні нагріву

$$R_{\text{зн}} = 1 / \alpha_{\text{зн}} \cdot F_{\text{зн}},$$

де  $\alpha_{\text{зн}}$  - коефіцієнт тепловіддачі в зоні нагріву МТТ;

- термічного опору в паровому просторі  $R_{\text{пп}}$ , який залежить від перепаду тиску в паровому каналі і може бути розрахований на основі кривій пружності пари теплоносія по гідродинамічному опору потоку;

- термічного опору в зоні конденсації

$$R_{\text{зк}} = 1 / \alpha_{\text{зк}} \cdot F_{\text{зк}},$$

де  $\alpha_{\text{зк}}$  - коефіцієнт тепловіддачі в зоні конденсації МТТ;  $F_{\text{зк}}$  - площа зони конденсації;

- термічного опору стінки МТТ в зоні конденсації

$$R_{\text{стк}} = \delta_{\text{ст}} / \lambda_{\text{ст}} \cdot F_{\text{зк}}.$$

Сумарний термічний опір МТТ дорівнює:

$$R_{\text{МТТ}} = R_{\text{стн}} + R_{\text{зн}} + R_{\text{пп}} + R_{\text{зк}} + R_{\text{стк}}.$$

Аналізуючи дані термічні опори можна оцінити внесок кожного з них у загальний термічний опір МТТ.

Тому що товщину стінки  $\delta_{\text{ст}}$  МТТ намагаються вибрати мінімальних розмірів і як матеріали звичайно використовують найбільш теплопровідні (наприклад мідь), то термічні опори  $R_{\text{стн}}$  і  $R_{\text{стк}}$  будуть мати настільки низькі значення, що їхній внесок у розрахунках можна не враховувати.

Термічні опори  $R_{\text{зн}}$  і  $R_{\text{зк}}$  залежать від інтенсивності тепловіддачі в зонах нагріву і конденсації, а також від площі цих зон. Значення коефіцієнта тепловіддачі в зоні нагріву буде залежати від режиму теплообміну в цій зоні. З підвищенням теплового потоку режими теплообміну усередині МТТ будуть переходити від конвекційного теплообміну до бульбашкового режиму кипіння і далі можуть заходити навіть в область перехідного кипіння, що відповідає граничним теплопередавальним характеристикам МТТ.

Термічним опором у паровому просторі при розрахунку загального термічного опору для теплових труб великого розміру звичайно зневажають. Але для МТТ по всій ймовірності необхідно враховувати  $R_{пп}$ , оскільки при малих розмірах парового простору і можливого снарядного режиму течії, при якому парю захоплюється частина теплоносія з поверхні капілярної структури і переноситься в зону конденсації, перепад температур пари може існувати. Тоді термічний опір  $R_{пп}$  буде мати значення, порівнянні з  $R_{зв}$  і  $R_{зк}$ .

У такий спосіб загальний термічний опір МТТ  $R_{МТТ}$  буде визначатися в основному термічними опорами  $R_{зв}$ ,  $R_{зк}$  і можливо в малому ступені  $R_{пп}$ . Підтвердженням сказаному служать ілюстрації на рис.4.11 і 4.16. Там можна побачить, що зі збільшенням навантаження термічний опір МТТ падає до деякої межі, а потім або стабілізується, або починає повільно зростати.

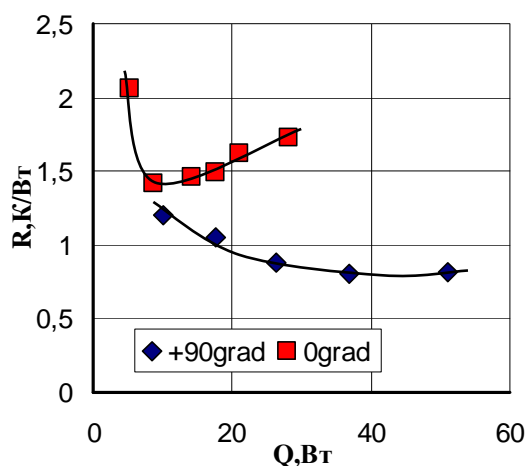


Рис. 4.11. Залежність термічного опору МТТ діаметром  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м від теплового потоку ( $G = 1,85 \cdot 10^{-3}$  кг/с,  $l_{МТТ} = 0,1$  м,  $d_{nn} = 4,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $\Pi = 88\%$ , етанол).

Так, на рис.4.11 спостерігається монотонне зниження термічного опору при вертикальному її розташуванні до значень  $R_{МТТ} = 0,8$  °С/Вт при збільшенні теплового потоку до  $\sim 50$  Вт, а потім стабілізується на цьому рівні. При горизонтальному розташуванні такої МТТ термічний опір доходить до мінімуму при 10 Вт, і при цьому  $R_{МТТ}$  стабілізується на рівні приблизно  $1,4$  °С/Вт. Подальше збільшення навантаження приводить до повільного

росту  $R_{\text{МТТ}}$ , що говорить або про зниження інтенсивності тепловіддачі в зонах нагріву і конденсації, або про збільшення різниці температур пари в цих зонах. Можливо це є сумарний вплив цих факторів. Витрата охолоджувальної рідини при цьому слабо впливає на значення термічного опору.

Приблизно така ж картина спостерігається в МТТ діаметром  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м. Спочатку йде зниження термічного опору, а потім стабілізація і подальший ріст  $R_{\text{МТТ}}$  (рис.4.12). При цьому спостерігається істотний вплив на  $R_{\text{МТТ}}$  витрати охолодної рідини. Однак значення  $R_{\text{МТТ}}$  досить високі і не знижуються нижче  $11 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{Вт}$ .

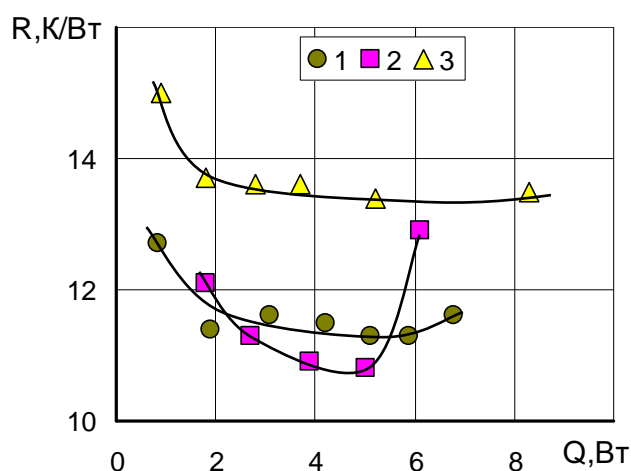


Рис. 4.12. Залежність термічного опору МТТ діаметром  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м (етанол,  $l_{\text{МТТ}} = 0,1$  м,  $d_{\text{ин}} = 0,87 \cdot 10^{-3}$  м) від теплового потоку, що передається:

1, 2 –  $\varphi = 0^{\circ}$ ; 3 –  $\varphi = +90^{\circ}$ ; 1 –  $G = 4,9 \cdot 10^{-3}$  кг/с; 2, 3 –  $G = 1,85 \cdot 10^{-3}$  кг/с.

Таке істотне розходження між значеннями  $R_{\text{МТТ}}$  для МТТ діаметром  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м і  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м говорить про вплив розмірів внутрішнього парового каналу на теплопередаючі характеристики процесів, що протікають у теплових трубах малого розміру. Причому зниження розмірів парового простору теплових труб приводить до погіршення їх теплопередавальних характеристик. Якщо розрахувати коефіцієнти тепловіддачі в зонах нагріву теплових труб діаметром  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м,  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м і  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м при їх мінімальних термічних опорах, то одержимо картину впливу розмірів на

теплопередавальні характеристики. Так, для МТТ діаметром  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м коефіцієнт тепловіддачі в зоні нагріву дорівнює  $960 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ , а для діаметра  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м  $\alpha_{\text{зн}}$  підвищується до значення  $3000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ . У той же час для МТТ діаметром  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м  $\alpha_{\text{зн}}$  уже досягає значень  $5000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$ . Зростання коефіцієнтів тепловіддачі сприяє зниженню термічних опорів і навпаки, зниження коефіцієнтів тепловіддачі наводить до зростання термічного опору.

Зміна термічного опору мініатюрної теплової труби, діаметром 6мм при різній орієнтації у просторі (теплоносій – вода) представлено на рис.4.13. Для всіх кутів нахилу при поступовому зростанні теплового потоку йде зниження термічного опору, який визначається в основному одночасним зниженням термічних опорів в зонах випаровування і конденсації. Подальше зростання теплового потоку призводить до незначного падіння термічного опору в зоні конденсації, тоді як в зоні нагріву термічний опір починає зростати.

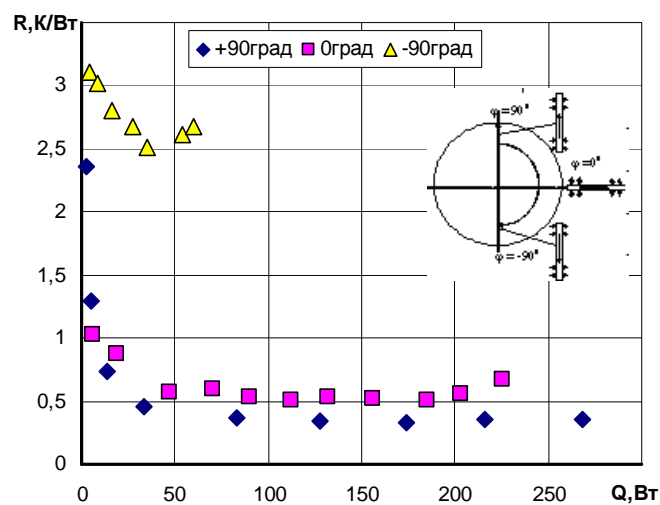


Рис. 4.13. Термічний опір в залежності від підведеного теплового потоку МТТ  $6 \cdot 10^{-3}$  м при різній орієнтації у просторі ( $l_{\text{МТТ}} = 0,2 \text{ м}$ , вода,  $l_{\text{зн}} = 0,06 \text{ м}$ ).

Сумарний термічний опір мініатюрної теплової труби діаметром  $3 \cdot 10^{-3}$  м з водою, у якості теплоносія представлено на рис.4.14. Спостерігається аналогічна картина зміни  $R_{\text{мтт}}$ . Криві  $R_{\text{мтт}} = f(Q)$  мають характерний мінімум, який відповідає максимальному тепловому потоку  $Q_{\text{max}}$  для даної конструкції мініатюрної теплової труби при відповідній орієнтації її у просторі.



Якщо розрахувати рушійний напір  $P_{\Sigma max}$  и  $P_{\Sigma min}$  для капілярної структури пористістю 87%, яка була використана в мініатюрній тепловій трубі діаметром  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м, то можна визначити наскільки великий є вплив гравітаційної складової на процеси теплопереносу. Для пористості 88% при діаметри волокон  $20 \cdot 10^{-6}$  м і довжині волокон  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м, ефективний радіус пір, згідно [102], складає  $45 \cdot 10^{-6}$  м. Відстань між серединами зон конденсації і нагріву (ефективна довжина  $l_{ef}$ ) дорівнює  $65 \cdot 10^{-3}$  м. Тоді, для температури насичення в мініатюрній тепловій трубі  $t_s = 70^\circ\text{C}$ , отримаємо, що  $P_{\Sigma max} = 3,5 \cdot 10^3$  Па, а  $P_{\Sigma min} = 2,2 \cdot 10^3$  Па. При горизонтальному розташуванні  $P_{\Sigma max} = 2,9 \cdot 10^3$  Па. Таким чином вплив сил гравітації змінює умови транспорту теплоносія в межах  $\pm 20\%$ . Збільшення ефективної довжини МТТ в два рази призведе до більш суттєвого впливу сил гравітації.

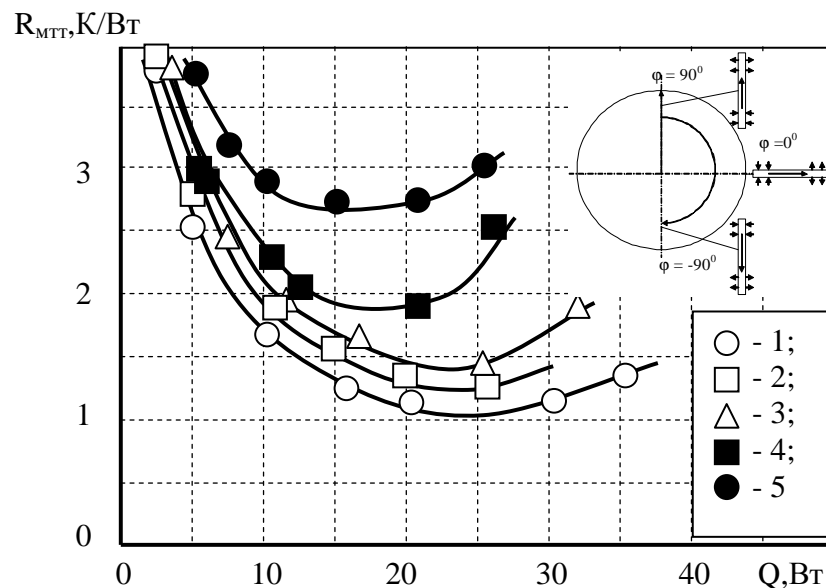


Рис. 4.14 - Залежність термічного опору мініатюрної теплової труби діаметром  $3 \cdot 10^{-3}$  м довжиною 0,1 м від теплового потоку при різних орієнтації у просторі ( $L_{эфф} = 67 \cdot 10^{-3}$  м;  $G = 1,85 \cdot 10^{-3}$  кг/с,  $t_{охл} = 20^\circ\text{C}$ , вода): 1 –  $\varphi = +90^\circ$ ; 2 –  $+45^\circ$ ; 3 –  $0^\circ$ ; 4 –  $-45^\circ$ ; 5 –  $-90^\circ$ ;

При зміні положення мініатюрної теплової труби діаметром  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м і довжиною 0,1 м в просторі від  $\varphi = +90^\circ$  до  $\varphi = -90^\circ$  сили, що переміщують теплоносій із зони конденсації в зону нагріву знижуються приблизно на 40%,

що істотно впливає на теплопередавальні характеристики. Зміна температури насичення  $t_s$  усередині труби з  $30^0\text{C}$  до  $100^0\text{C}$  призводить до зниження максимального тиску  $P_{\Sigma max}$  приблизно на 20%, а мінімального тиску  $P_{\Sigma min}$  на 25%. Істотну роль грає також і відстань між зонами нагріву і конденсації, що зрештою визначає і працездатність мініатюрних теплових труб проти сил тяжіння.

На рис. 4.15 показано, як впливає температура і витрата рідини, що охолоджує, в зоні конденсації на термічний опір мініатюрної теплової труби при горизонтальному її розташуванні. На всіх рисунках видно, що із збільшенням температури рідини, що охолоджує, в зоні конденсації термічний опір падає, проте утворення парової плівки в зоні конденсації відбувається при менших значеннях теплового потоку.

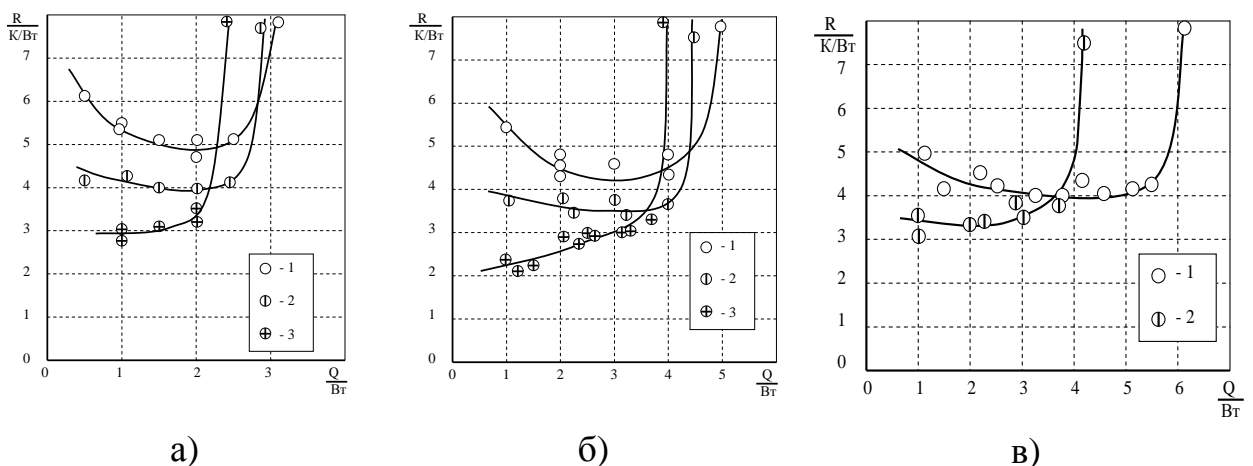


Рис. 4.15. Залежність термічного опору мініатюрної теплової труби діаметром  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м і довжиною 0,3 м при горизонтальному її розташуванні від теплового потоку, що передається: 1 - температура води, що охолоджує  $T = 20^0\text{C}$ ; 2 -  $30^0\text{C}$ ; 3 -  $40^0\text{C}$ . Витрата води, що охолоджує: а)  $G = 1,85 \cdot 10^{-3}$  кг/с; б)  $G = 4,9 \cdot 10^{-3}$  кг/с; в)  $G = 1,85 \cdot 10^{-3}$  кг/с;

Так, при витраті води, що охолоджує  $G = 1,85 \cdot 10^{-3}$  кг/с і переданому тепловому потоці  $Q = 1,5$  Вт (рис.4.15,а) із зростанням температури від  $20^0\text{C}$  до  $40^0\text{C}$  термічний опір падає з  $\sim 5$  К/Вт до 3К/Вт. Одночасно з цим граничний тепловий потік знижується з 3,1 Вт при  $20^0\text{C}$  до 2,5 Вт при  $40^0\text{C}$ . Вигляд кривих залежно від температури рідини, що охолоджує, також

змінюється. При  $20^{\circ}\text{C}$  в області малих теплових потоків спостерігається монотонне зниження термічного опору, а потім його зростання. Із збільшенням температури рідини, що охолоджує, вже при малих теплових потоках спостерігаються низькі значення термічного опору, і при подальшому підвищенні навантаження відбувається лише зростання термічного опору.

Така сама картина спостерігається і при підвищенні витрати рідини через зовнішній конденсатор (рис.4.15,б і 4.15,в), але при цьому помітно зростає максимальний тепловий потік. Так при витраті  $G = 7,8 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}$  і температурі рідини  $20^{\circ}\text{C}$  (рис.4.15,в) криза тепловіддачі в зоні нагріву настає при 6,1 Вт, тоді як при  $G = 1,85 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}$  і такій же температурі граничний тепловий потік знаходиться на рівні 3,1 Вт.

Таким чином, вплив температури рідини, що охолоджує, обернено пропорційно до значень термічного опору і граничного теплового потоку мініатюрної теплової труби. Збільшення витрати приводить до зростання максимальних теплових потоків.

Як вже наголошувалося, при горизонтальному розташуванні теплової труби теплоносій подається в зону нагріву лише за рахунок капілярних сил, що визначаються геометричними і структурними характеристиками капілярно-пористої структури. При цьому також грає істотну роль як довжина мініатюрної теплової труби, так і співвідношення зон нагріву і конденсації.

Положення в просторі визначає наскільки великий вплив гравітаційних сил. При вертикальному розташуванні, коли зона нагріву нижче зони конденсації, теплоносій поступає в зону нагріву в більшій кількості, чим при горизонтальному розташуванні. Можлива також така ситуація, коли частина теплоносія не може стримуватися в порах, і він зливається самотужки в зону нагріву при цьому повністю або частково її заливає. В цьому випадку створюються умови для отримання досить високих теплових потоків, що

передаються. Так на рис.4.16 представлені дані залежності термічного опору мініатюрної теплової труби при вертикальному її розташуванні.

Характер кривих практично не змінюється. Відмінність лише в тому, що граничні теплові навантаження зросли. Якщо при горизонтальному розташуванні, при  $G = 4,7 \cdot 10^{-3}$  кг/с і температурі  $30^{\circ}\text{C}$  граничний тепловий потік був на рівні 4,5 Вт, то при вертикальному розташуванні і тих же параметрах в зоні конденсації граничний тепловий потік був в два рази вище.

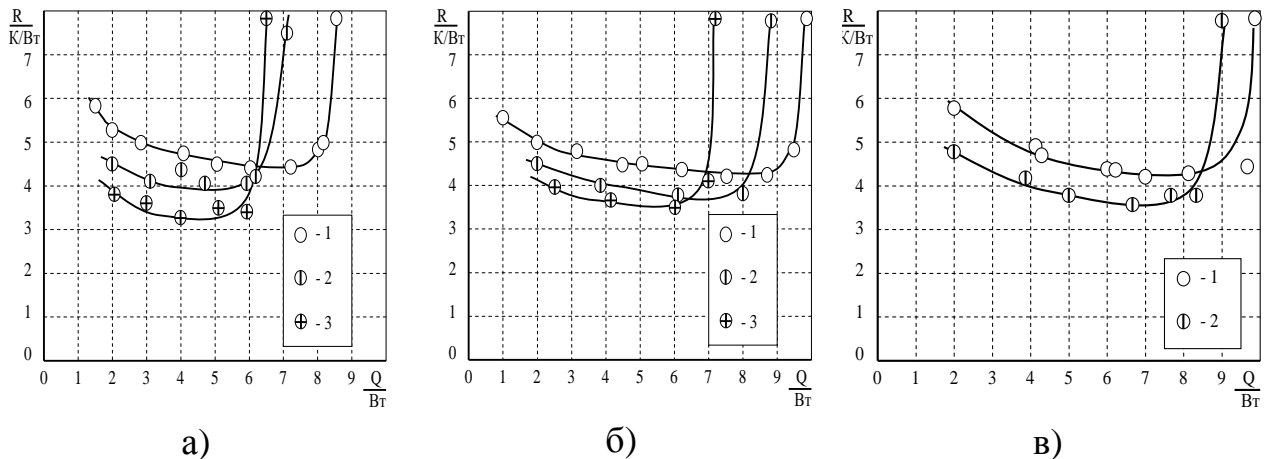


Рис. 4.16. Залежність термічного опору мініатюрної теплової труби діаметром  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м і довжиною 0,3мм при вертикальному її розташуванні ( $+90^{\circ}$ ) від теплового потоку, що передається: 1 - температура води, що охолоджує  $T = 20^{\circ}\text{C}$ ; 2 –  $30^{\circ}\text{C}$ ; 3 –  $40^{\circ}\text{C}$ . Витрата: а)  $G = 1,85 \cdot 10^{-3}$  кг/с; б)  $G = 4,9 \cdot 10^{-3}$  кг/с; в)  $G = 1,7 \cdot 10^{-3}$  кг/с;

Збільшення довжини зони транспорту, відповідно зменшення зони конденсації до 0,14 м привело до істотного зниження граничних теплових потоків і одночасно до зростання значень термічного опору. Причому вплив розташування в просторі залишився таким же, як і при довжині зони конденсації 0,22 м.

На рис.4.17 представлений вплив довжин зон конденсації на термічний опір при вертикальному розташуванні. З рисунка видно, що при зменшенні довжини зони конденсації з 0,22 м до 0,14 м граничні теплові потоки знизилися приблизно в два рази.

Таке зниження теплопередавальних характеристик можна пояснити наявністю великого гідравлічного опору руху парової фази в зоні транспорту, оскільки довжину зони транспорту збільшили в п'ять разів - з 0,02 м до 0,1 м. При швидкостях руху пари, що досягають 100 м/с збільшення довжини зони транспорту в п'ять разів створює значні труднощі для доставки парової фази в зону конденсації.

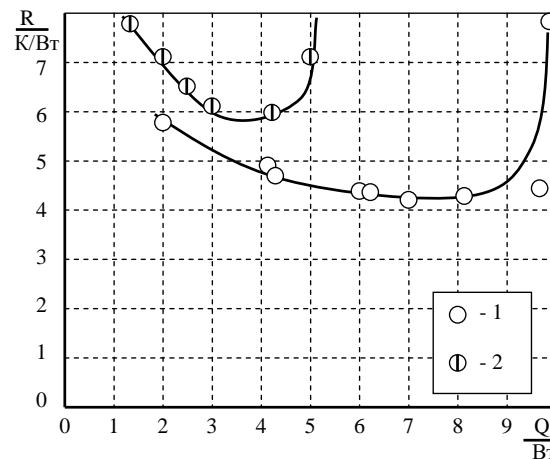


Рис. 4.17. Залежність термічного опору мініатюрної теплової труби діаметром  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м при вертикальному її розташуванні від переданого теплового потоку (витрата води, що охолоджує  $G = 7,8 \cdot 10^{-3}$  кг/с; температура  $+20^{\circ}\text{C}$ ): 1 – довжина зони конденсації – 0,22 м; 2 – 0,14 м

Загальний термічний опір МТТ (мінімальне значення) в значній мірі залежить від внутрішнього парового простору (рис. 4.18, рис. 4.19).

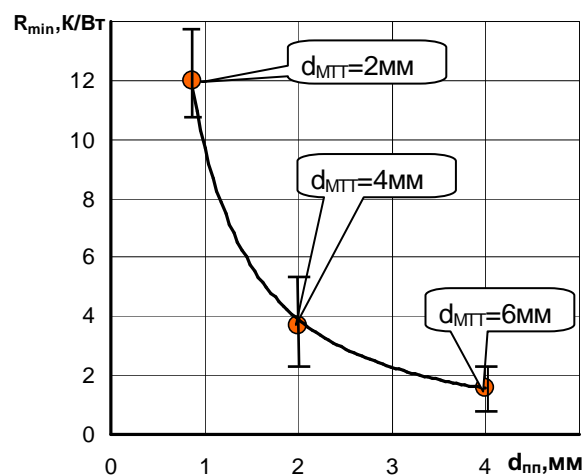


Рис. 4.18. Залежність загального термічного опору від діаметру парового простору  $d_{\text{пн}}$  МТТ ( $l_{\text{МТТ}} = 0,1$  м,  $\varphi = 0^{\circ}$ , етанол).

Чим менше розмір парового простору, тим вище загальний термічний опір МТТ. Це пов'язано з тим, що в стислих умовах інтенсивність тепловіддачі в зонах теплообміну зменшуються, а також швидкість пари в паровому просторі досягає значних величин, сумірних зі швидкістю звуку. Наявність цих факторів призводить до зменшенні теплопередавальної здатності МТТ.

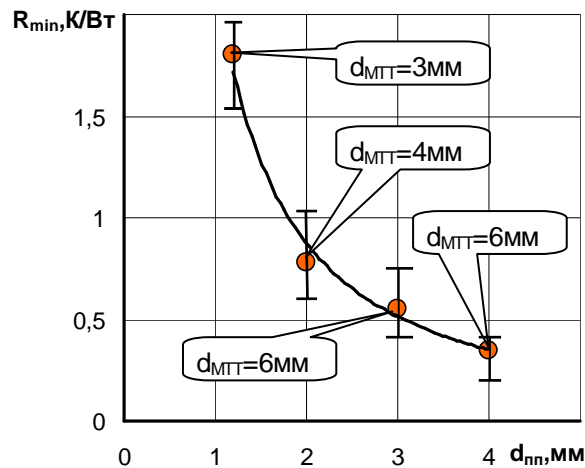


Рис. 4.19. Вплив діаметру парового простору  $d_{пн}$  на  $R_{min}$  при вертикальному розташуванні МТТ ( $l_{zn} = 0,06$  м,  $\varphi = +90^\circ$ , вода).

Проведена обробка експериментальних даних дозволила отримати емпіричну залежність мінімального термічного опору МТТ від розміру парового простору для теплоносія – етанол.

$$R_{min} = 9,75d_{пн}^{-1,32}. \quad (4.5)$$

Залежність (4.5) справедлива для мініатюрних теплових труб з металоволокнистою капілярною структурою, заправлених етанолом і при їх горизонтальній орієнтації у просторі.

Для вертикального розташування ( $+90^\circ$ , теплоносій – вода) експериментальні дані підпорядковуються наступної залежності.

$$R_{min} = 2,18d_{пн}^{-1,32}. \quad (4.6)$$

Проведені дослідження показали, що на теплопередавальні характеристики МТТ істотний вплив вносять: діаметр парового простору, вигляд і параметри капілярної структури, довжини зон нагріву і конденсації, а також загальна довжина МТТ. Підвищення теплового потоку МТТ можна досягти шляхом забезпечення точного дозування теплоносія. Для цього необхідно застосувати капілярну структуру з великим капілярним тиском і високою проникністю.

При визначенні максимальних теплових потоків, які спроможні відвести теплові труби, розглядають граничні обмеження (рис.4.20).

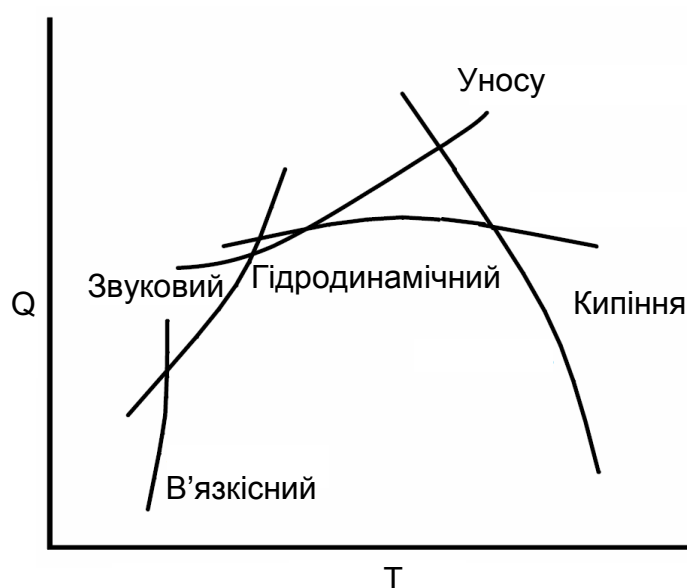


Рис. 4.20. Існуючі межі теплопередавальної здатності ТТ та МТТ.

Межі теплопередавальної здатності залежать від температури насичення в МТТ. При виборі температурного діапазону роботи МТТ враховують теплофізичні властивості теплоносіїв, які здатні відводити значні теплові потоки.

В [206] для оцінки можливостей теплоносія по теплопереносу в теплових трубах пропонують використовувати комплекси, які мають назву коефіцієнти переносу рідини і пари и дорівнюють відповідно:

$$N_{\varrho}^{\text{жс}} = \frac{\sigma_{\text{жс}} r}{\nu_{\text{жс}}}; \quad N_{\varrho}^{\text{п}} = \frac{\sigma_{\text{жс}} r}{\nu_{\text{п}}} \quad (4.7)$$

Коефіцієнт переносу рідини має максимум при визначеній температурі для кожної рідини и падає до нуля в критичній крапці. Характер залежності коефіцієнта переносу пари від температури якісно аналогічний, однак максимум розташовується при іншій температурі. При виборі теплоносія для заданого інтервалу температур, потрібно прагнути до того, щоб теплоносій мав найбільше значення  $N_Q^{жс}$  и  $N_Q^{п}$ . Максимум теплопереносу для МТТ розташовується в інтервалі температур між максимумами  $N_Q^{жс}$  и  $N_Q^{п}$ . Положення його залежить від геометричних розмірів МТТ та орієнтовки в полі масових сил. На рис.4.21 представлені зміни коефіцієнтів переносу пари и рідини для деяких речовин в залежності от температури.

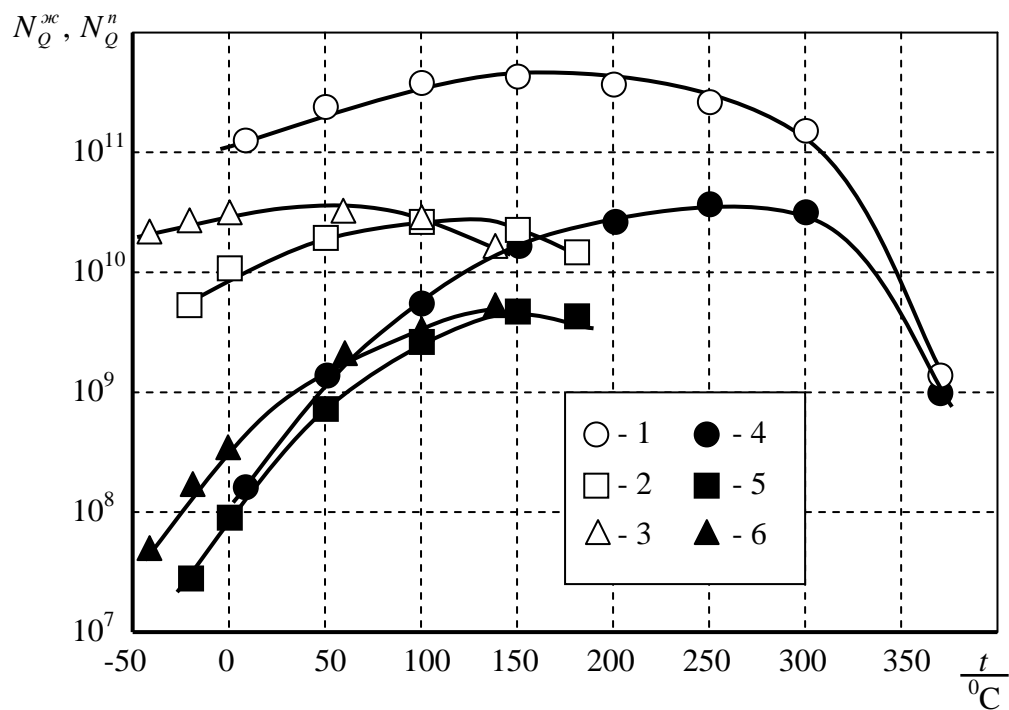


Рис. 4.21. Залежність коефіцієнтів переносу пари и рідини для різних теплоносіїв від температури насичення: Рідина: 1–вода; 2–етанол; 3– ацетон. Пара: 4– вода; 5– етанол; 6– ацетон.

Як можна побачить в діапазоні температур від 50<sup>0</sup>С до 300<sup>0</sup>С найбільш ефективним теплоносієм можна вважати воду. Якщо робочі температури лежать нижче 0<sup>0</sup>С, то ацетон і етанол можуть достатньо ефективно відводити



значні теплові потоки при застосуванні їх в якості теплоносіїв в МТТ. При цьому слід відмітити, що в діапазоні температур від  $-40^{\circ}\text{C}$  до  $+100^{\circ}\text{C}$  ацетон має незначну перевагу над етанолом.

Затримку кипіння можна визначити комплексом, який характеризує умови виникнення центрів пароутворення та формування теплового граничного шару [206].

$$N_{\text{кип}} = \frac{\sigma_{\text{жс}} \lambda_{\text{жс}} T_{\text{П}}}{r \rho_{\text{П}}}. \quad (4,8)$$

На рис.4.22 приведено значення цього комплексу для вибраних нами теплоносіїв.

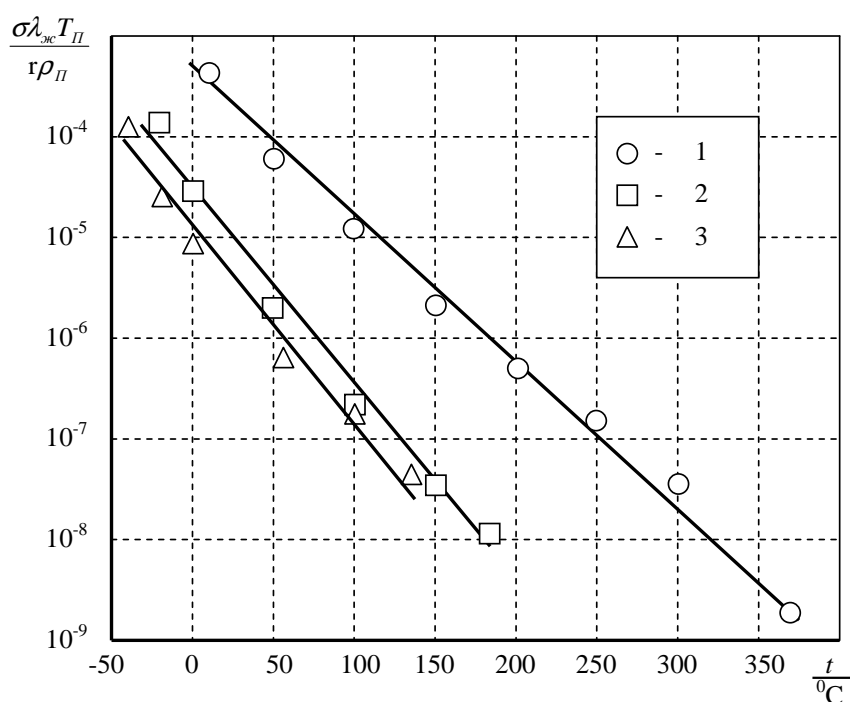


Рис. 4.22. Залежність комплексу, який характеризує задержку кипіння теплоносіїв від температури: Рідина: 1–вода; 2–етанол; 3– ацетон.

З рис.4.22 видно, що при підвищенні температури насичення умови виникнення центрів пароутворення поліпшуються і теплоносії здатен відводити значні теплові потоки при високих значеннях коефіцієнтів тепловіддачі.

Вплив гравітаційних сил можна визначити співвідношенням:

$$N_{\text{ГР}} = \frac{\sigma_{\text{жс}}}{\rho_{\text{жс}}} . \quad (4.9)$$

Значення цього співвідношення пропорційно висоті капілярного підйому рідини при наявності сил гравітації. Співвідношення  $N_{\text{ГР}}$  для різних теплоносіїв дано на рис.4.23 в залежності від температури.

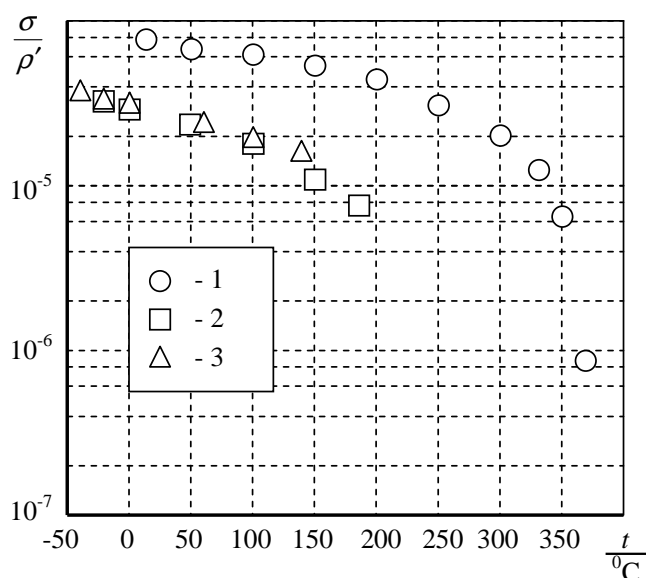


Рис. 4.23. Залежність відношення, яке характеризує вплив гравітаційних сил на передачу теплової енергії: Рідина: 1–вода; 2–етанол; 3– ацетон.

В цілому слід зазначити, що по мірі зниження рівня температури теплофізичні властивості теплоносіїв погіршуються, що в цілому зменшує максимальне значення теплового потоку, що передається. Також в свою чергу підвищується рівень термічного опору.

Таким чином, при виборі діапазону робочих температур розглядають усі фактори, які впливають на максимальні теплові потоки. Основною межею є гідродинамічна границі максимальних теплових потоків.

Визначення максимальної теплопередавальної здатності пов'язане з вирішенням рівнянь збереження маси, енергії та кількості руху. При постановці та вирішенні цих рівнянь приймається ряд допущень:

1. МТТ має просту конструкцію.
2. Параметри капілярної структури, повністю насиченої теплоносієм, незмінні по напрямкам фільтрації.

3. Перепад тиску в паровому каналі та гідродинамічні опори фазових переходів не враховуємо.
4. Течія теплоносія одномірна та підкоряється закону Дарсі.
5. МТТ працює в випарному режимі.
6. Щільності теплового потоку по довжині зон випару та конденсації постійні.
7. Визначальною температурою є температура насичення.

Для забезпечення нормального режиму роботи мініатюрних теплових труб з МВКС, різниця тисків повинна бути більше, ніж сума усіх втрат тиску в паро-рідинному потоці. Ця залежність може бути виражена математично

$$\Delta P_{\text{кап}} \geq \Delta P' + \Delta P'' + \Delta P_{\text{ін}} + \Delta P_{\text{мас}} \quad (4.10)$$

де  $\Delta P_{\text{кап}}$  – наявний капілярний напір, що створює капілярна структура;  $\Delta P'$  – в'язкостні втрати тиску в рідинному потоці;  $\Delta P''$  – в'язкостні втрати тиску в паровому потоці;  $\Delta P_{\text{ін}}$  – перепад тиску, обумовлений зміною кількості руху;  $\Delta P_{\text{мас}}$  – перепад тиску, викликаний дією масових сил. Для правильного розуміння процесів течії пари та рідини в МТТ розглянемо кожний член з рівняння (4.7) окремо.

Величини  $\Delta P'$  и  $\Delta P''$  відображають втрати тиску через тертя при переміщенні рідини в капілярній структурі і пари в паровому каналі МТТ. З умов роботи теплової труби видно, що течія рідини в капілярній структурі завжди відбувається у ламінарному режимі. Тому втрати тиску при течії рідини по капілярній структурі визначаються на підставі рівняння Дарсі в диференціальній формі [190]:

$$\frac{dP'}{dL} = -\frac{\mu' G}{kF},$$

$$\Delta P' = \frac{\mu' \omega L_{\text{эф}}}{K_{\text{КС}}}, \quad (4.11)$$

$$\omega = \frac{Q}{rF_{\text{КС}} \rho'}, \quad (4.12)$$

В'язкісні втрати тиску в паровому каналі МТТ можна визначити за допомогою залежності [102,127,203]:

$$\Delta P'' = \frac{\zeta'' L_{\text{ef}} Q^2}{2d_m r^2 F_n^2 \rho''}. \quad (4.13)$$

Якщо течія потоку пари має ламінарний характер, то коефіцієнт тертя  $\zeta''$  визначається за залежністю [205]:

$$\zeta'' = \frac{64}{\text{Re}}. \quad (4.14)$$

Для турбулентного режиму течії коефіцієнт тертя визначається по залежності:

$$\zeta'' = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}}. \quad (4.15)$$

У реальних МТТ розмір поперечного перетину парового каналу має досить низькі значення ( $d_{\text{пн}} < 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ) і можна очікувати, що режим течії пари буде, в основному, турбулентним. І чим менше будуть розміри парового простору, тим величина втрати тиску пари  $\Delta P_{\text{п}}$  буде вище.

Перепад тиску, обумовлений зміною кількості руху  $\Delta P_{\text{ін}}$ , є сумою інерційних перепадів тиску в рідині і в парі у зв'язку зі зміною швидкості потоків по довжині зон МТТ. Як правило, ці інерційні складові перепадів тиску в зонах випару і конденсації рівні по абсолютній величині і протилежні по знаку. Отже, сумарна дія їх дорівнює нулю.

Дія масових сил (гравітаційних, відцентрових, електричних, магнітних і ін.) призводить до виникнення перепаду тиску  $\Delta P_{\text{мас.}}$ . По величині  $\Delta P_{\text{мас}}$  може бути різним і прикладеним до будь-якої ділянки МТТ. Якщо ж проекція вектора масової сили на напрям течії дорівнює нулю, то і  $\Delta P_{\text{мас}}=0$ . По знаку може збігатися з основним напрямом руху теплоносія або перешкоджати йому.

$$\Delta p_m = \rho_p g l_{ef} \sin \varphi, \quad (4.16)$$

де,  $l_{ef} = l_{zm} + \frac{1}{2}(l_{zn} + l_{zk})$  – ефективна довжина теплової труби;  $\varphi$  – кут

нахилу теплової труби до горизонту.

При вертикальному розташуванні МТТ по силам тяжіння (від  $0^\circ$  до  $+90^\circ$ )  $\Delta P_m$  має позитивне значення. При розташуванні проти сил тяжіння (від  $0^\circ$  до  $-90^\circ$ )  $\Delta P_m$  приймає від'ємне значення.

З урахуванням цього для визначення величини максимального теплового потоку, запишемо рівність (4.10) у розгорнутому вигляді:

$$\frac{4\sigma \cos \theta}{D_{ef}} + \rho_p g l_{ef} \sin \varphi = \frac{\nu_p Q_{\max} l_{ef}}{K_{kc} r F_{kc}} + \frac{\zeta'' l_{ef} Q_{\max}^2}{2 d_{nn} \rho_n r^2 F_{nn}^2}. \quad (4.17)$$

В результаті перетворень, отримаємо рівняння для розрахунку максимальної теплопередавальної здатності у загальному вигляді:

$$Q_{\max} = \frac{d_{nn} r F_{nn}^2 \rho_n}{\zeta'' l_{ef}} \left[ \sqrt{\frac{\nu_p^2 l_{ef}^2}{K_{kc}^2 F_{kc}^2} + \frac{2 \zeta'' l_{ef}}{d_{nn} \rho_n F_{nn}^2} \left( \frac{4\sigma \cos \theta}{D_{ef}} + \rho_p g l_{ef} \sin \varphi \right)} - \frac{\nu_p}{\zeta'' K_{kc} F_{kc}} \right] \quad (4.18)$$

При умові ламінарної течії пари рівняння (4.18) перетворюється у відоме співвідношення [102,127,158].

$$Q_{\max} = \frac{r \left( \frac{4\sigma \cos \theta}{D_{ef}} + \rho_p g l_{ef} \sin \varphi \right)}{l_{ef} \left( \frac{\nu_p}{K_{kc} F_{kc}} + \frac{32 \nu_n}{d_{nn}^2 F_{nn}} \right)}. \quad (4.19)$$

Перехід ламінарного режиму течії пари в турбулентний призводить до підвищення коефіцієнту гідравлічного опору  $\zeta$ , що впливає на значення  $Q_{\max}$ . В МТТ рух пари здійснюється в паровому каналі, де на внутрішній поверхні МТТ розташована капілярно-пориста структура. Товщина такої структури

досить мала, що можна вважати її елементом додаткової шорсткості поверхні, яка впливає на перехідне число Рейнольдса  $Re_{кр}$ .

В [155] показано, що на величину  $Re_{кр}$  суттєво може впливати шорсткість поверхні, що призводить до істотного зниження граничного значення переходу режиму течії з ламінарного режиму до турбулентного. Згідно проведених досліджень на цей перехід впливає висота елементу шорсткості  $\delta_{кс}$  по відношенню до товщини витиснення гідродинамічного шару  $\delta_{вит}$  в місці розміщення шорсткості (рис. 4.24).

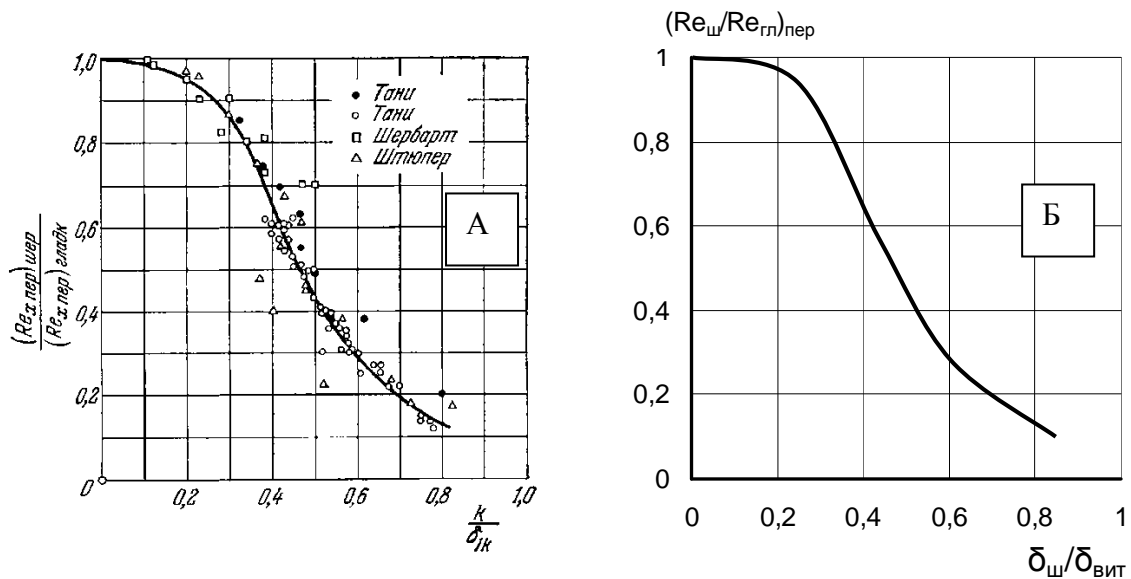


Рис. 4.24. Залежність перехідного числа Рейнольдса  $Re_{кр}$  від відношення висоти шорсткості до товщини шару витіснення: А – оригінальне відображення з [155]; Б – крива, що узагальнюється поліномом третього ступеня.

По результатах роботи [155] крива (рис. 4.24А) була узагальнена поліномом третього ступеня (рис. 4.24Б):

$$\left(\frac{Re_{ш}}{Re_{г,пер}}\right)_{пер} = 4,99\left(\frac{\delta_{кс}}{\delta_{вк}}\right)^3 - 6,64\left(\frac{\delta_{кс}}{\delta_{вк}}\right)^2 + 1,05\left(\frac{\delta_{кс}}{\delta_{вк}}\right) + 0,98, \quad (4.20)$$

де  $Re_{ш}$  – перехідне число Рейнольдса в паровому каналі;  $Re_{г,пер}$  – перехідне число Рейнольдса в гладкій трубі ( $Re_{г,пер} = 2320$ );  $\delta_{кс}$  – товщина капілярної структури;  $\delta_{вк}$  – товщина шару витіснення по [155].

Під товщиною витіснення розуміють відстань, на яку відсуваються лінії потоку зовнішньої течії внаслідок виникнення пограничного шару. Це середня відстань у напрямку, перпендикулярному до поверхні, що виникає від гальмування частки рідини поблизу неї. Вона дорівнює відстані поперечного перерізу, через який зменшується витрата, якщо б швидкість була постійною (рис.4.25).

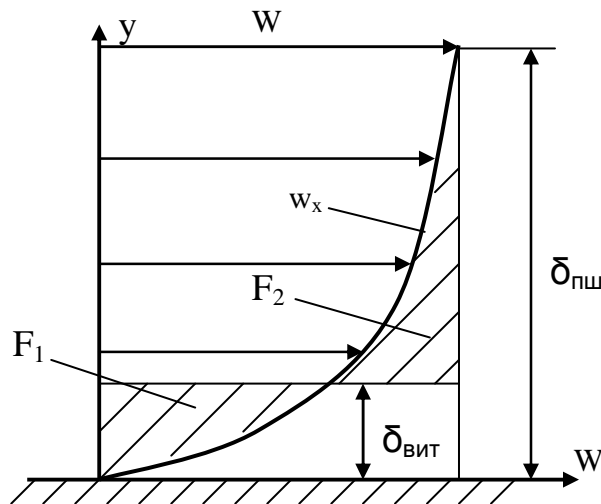


Рис. 4.25. Товщина витіснення пограничного шару.

При рівності площ  $F_1 = F_2$  товщина витіснення дорівнює [155]:

$$\delta_{vit} = \frac{1}{W} \int_{y=0}^{\delta} (W - w_x) dy. \quad (4.21)$$

Формула товщини витіснення пограничного шару для пласкої пластини [155] в загальному вигляді є:

$$\delta_{vit} = 1,7208 \sqrt{\frac{\nu'' x}{W''}}, \quad (4.22)$$

де  $x$  – довжина ділянки формування пограничного шару.

У випадку використання формули (4.22) для обчислення товщини витіснення пограничного шару в мініатюрних теплових трубах формула приймає вигляд:

$$\delta_{vit} = 1,7208 \sqrt{\frac{\nu'' l_{ef}}{W''}}. \quad (4.23)$$

На величину  $\delta_{\text{внт}}$  впливають як режимні фактори, так і теплофізичні властивості речовини.

Швидкість руху пари в паровому каналі в зоні транспорту показана на рис.4.26, яка визначається за залежністю:

$$W_n = \frac{Q}{r\rho''F_{nn}}, \quad (4.24)$$

З підвищенням теплового потоку швидкість пари зростає до деякого значення, після чого спостерігається її монотонне зниження. Ділянка зростання швидкості пари при підвищення теплового потоку співпадає зі збільшенням кількості центрів пароутворення і поступовим зростанням тиску. Характерні максимуми для обох МТТ ( $l_{\text{mm}}=175\cdot 10^{-3}$  м,  $d_{\text{mm}}=6\cdot 10^{-3}$  м) зафіксовані при температурі насичення  $\approx 50^0\text{C}$ , що відповідає тиску 0,012 МПа. При цьому кількість центрів пароутворення стає максимальною. Підвищення теплового потоку призводить до подальшого зростання тиску, що в свою чергу призводить до зменшення розмірів виникаючих парових пазирів і витрата пари знижується.

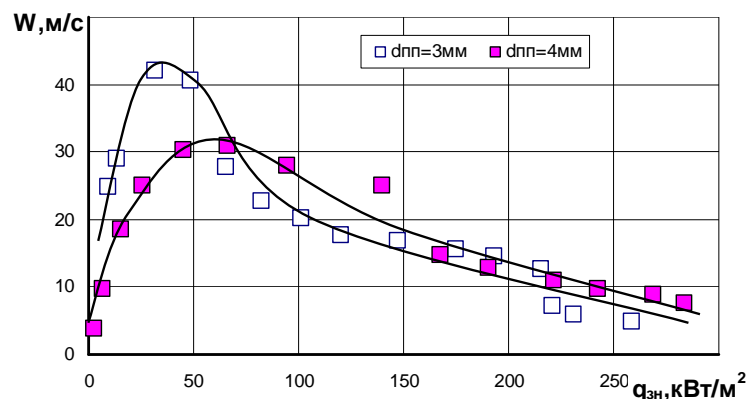


Рис. 4.26. Залежність швидкості руху пари від теплового потоку, що передається при вертикальному розміщенні ( $+90^0$ ) МТТ (теплоносій – вода).

Існування максимуму швидкості пари спостерігалися для всіх МТТ, що досліджувалися. Тільки значення  $W_{\text{max}}$  залежало від типу теплоносія і  $d_{\text{пн}}$  (рис.4.27).



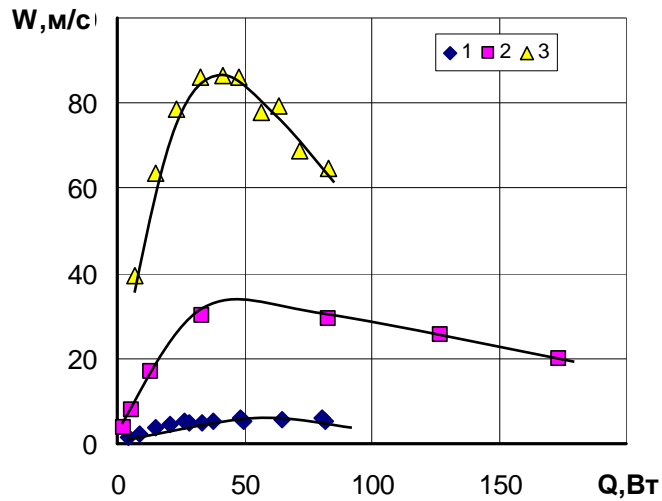


Рис. 4.27. Залежність швидкості руху пари від теплового потоку, що передається при вертикальному розташуванні (+90°) МТТ: 1 –  $d_{nn}=4\cdot 10^{-3}$  м,  $l_{ef}=129\cdot 10^{-3}$  м (метанол); 2 –  $d_{nn}=4\cdot 10^{-3}$  м,  $l_{ef}=129\cdot 10^{-3}$  м (вода); 3 –  $d_{nn}=2\cdot 10^{-3}$  м,  $l_{ef}=82\cdot 10^{-3}$  м (вода).

З урахуванням зміни швидкості в паровому каналі на рис. 4.28 приведено розрахунок товщини витіснення по залежності (4.23).

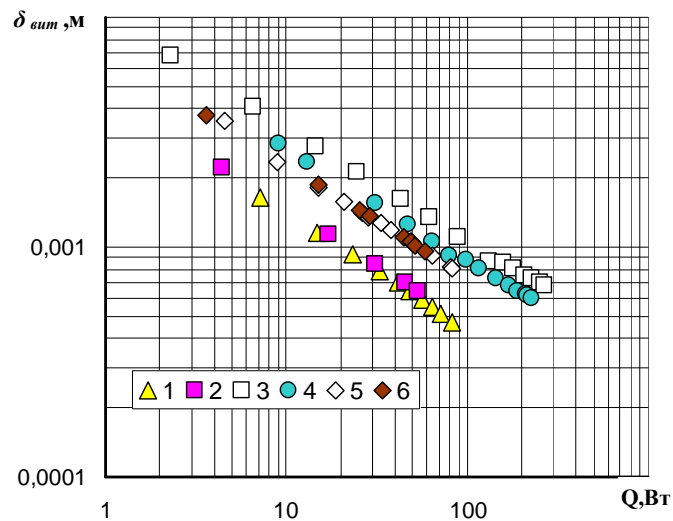


Рис. 4.28. Залежність товщини витіснення пограничного шару від теплового потоку при вертикальному розташуванні МТТ (+90°) :

1,2,3,4 – теплоносій – вода; 5,6 – метанол; 1 –  $d_{nn} = 2\cdot 10^{-3}$  м,  $l_{ef} = 82\cdot 10^{-3}$  м; 2 –  $d_{nn} = 2\cdot 10^{-3}$  м,  $l_{ef} = 92\cdot 10^{-3}$  м; 3 –  $d_{nn} = 4\cdot 10^{-3}$  м,  $l_{ef} = 115\cdot 10^{-3}$  м; 4 –  $d_{nn} = 3\cdot 10^{-3}$  м,  $l_{ef} = 111\cdot 10^{-3}$  м; 5 –  $d_{nn} = 4\cdot 10^{-3}$  м,  $l_{ef} = 129\cdot 10^{-3}$  м; 6 –  $d_{nn} = 4\cdot 10^{-3}$  м,  $l_{ef} = 149\cdot 10^{-3}$  м.

З рис. 4.28 видно, що на величину  $\delta_{\text{внт}}$  впливає як тип теплоносія, так і геометричні фактори ( $d_{\text{nn}}$ ,  $l_{\text{ef}}$ ).

Якщо розрахувати по залежності (4.20) перехідне число Рейнольдса в паровому каналі  $Re_{\text{ш}}$  для МТТ, то можна визначити, при яких теплових потоках ламінарний режим течії переходить до турбулентного (рис.4.29).

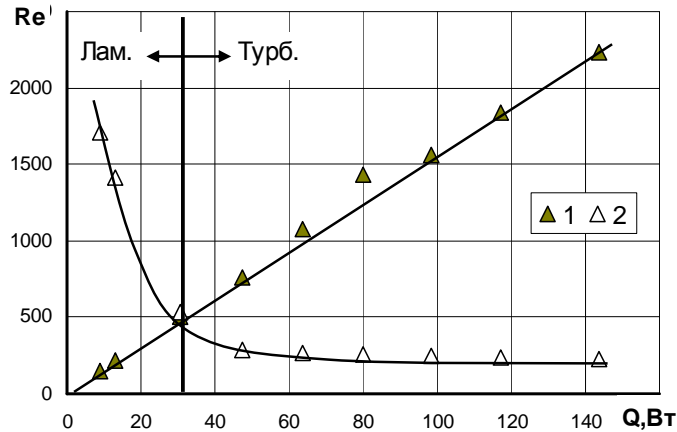


Рис. 4.29. Залежність числа  $Re$  від теплового потоку для МТТ діаметром  $6 \cdot 10^{-3}$  м, довжиною 0,175 м ( $d_{\text{nn}}=3 \cdot 10^{-3}$  м,  $l_{\text{ef}}=111 \cdot 10^{-3}$  м, вода): 1 – число Рейнольдса в паровому каналі  $Re_{\text{п}}$ ; 2 – перехідне число  $Re_{\text{кр}}$  по залежності (4.20).

При  $Re_{\text{п}} \geq Re_{\text{кр}}$  виникає турбулентний режим течії і коефіцієнти гідравлічного опору необхідно розраховувати по формулі Блазіуса (4.15). Однак ця формула не враховує наявності шорсткості поверхні, яка має місце в реальних МТТ. Якщо в якості висоти шорсткості прийняти товщину капілярної структури  $\delta_{\text{кс}}$ , яка в МТТ не перевищує  $1 \cdot 10^{-3}$  м, то в такому разі можна застосовувати формулу Альтшуля, яка справедлива для шорстких поверхонь [205]:

$$\zeta'' = 0.11 \left( \frac{\delta_{\text{кс}}}{d_{\text{nn}}} + \frac{68}{Re} \right)^{0.25}. \quad (4.25)$$

В разі застосування даної методики до вивчення процесів течії пари в МТТ можна розрахувати величини  $Re_{\text{кр}}$  для кожного з типорозмірів досліджених МТТ (табл.4.3).

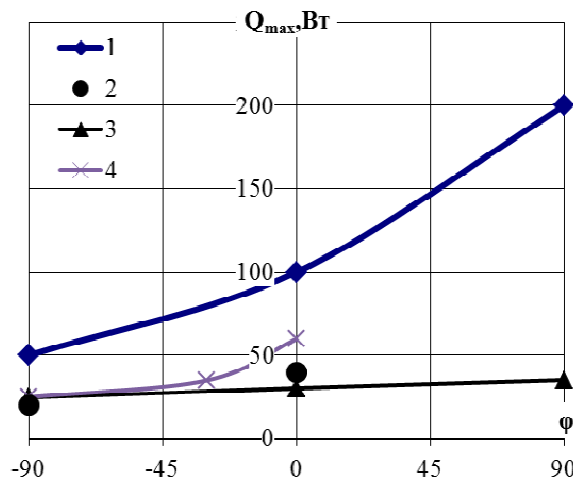
Таблиця 4.3

Величини  $Re_{кр}$  для досліджених МТТ

Параметр	Діаметр парового простору $d_{nn}$		
	$2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	$3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	$4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$
$\delta_{\text{вит}}$	$(0,5 \dots 1,9) \cdot 10^{-3} \text{ м}$	$(0,9 \dots 2,2) \cdot 10^{-3} \text{ м}$	$(0,6 \dots 2,1) \cdot 10^{-3} \text{ м}$
$\delta_{\text{кс}}$	$0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	$1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	$0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$
$\delta_{\text{кс}} / \delta_{\text{вит}}$	$0,26 \dots 0,9$	$0,3 \dots 0,9$	$0,3 \dots 0,7$
$Re_{кр}$	$\sim 700$	$\sim 550$	$\sim 1200$

Розрахунок числа Рейнольдса для нашого випадку показав, що можливі випадки виникнення турбулентної течії, що може призвести до зриву з капілярної структури рідкої фази та виносу її в зону конденсації. Якщо прийняти, що в більшості МТТ  $\delta_{\text{кс}}$  приблизно сумірні  $\delta_{\text{вит}}$  і пористість досягає 90%, то можна допустити, що гідродинамічна межа наступить значно раніше, ніж це розраховується по відомим залежностям.

На рис.4.30 показано вплив гравітаційної складової на максимальні теплові потоки  $Q_{\text{max}}$  і порівняння з іншими роботами.

Рис. 4.30. Вплив гравітаційної складової на  $Q_{\text{max}}$  для МТТ:

1 –  $d_{\text{МТТ}} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ,  $\Pi = 70\%$ ,  $d_{\text{пп}} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ; 2 – за даними [54] ( $d_{\text{МТТ}} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ , артеріальна КС), 3 – за даними робіт [169] ( $d_{\text{МТТ}} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ , порошкова КС); 4 – за даними [102] ( $d_{\text{МТТ}} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  з МВКС,  $\Pi = 80\%$ ).

Як видно, МТТ з МВКС передають значно вищі теплові потоки, ніж порошкові теплові труби і теплові труби з артерією.

Залежність  $Q_{max}$  від температури насичення показано на рис. 4.31.

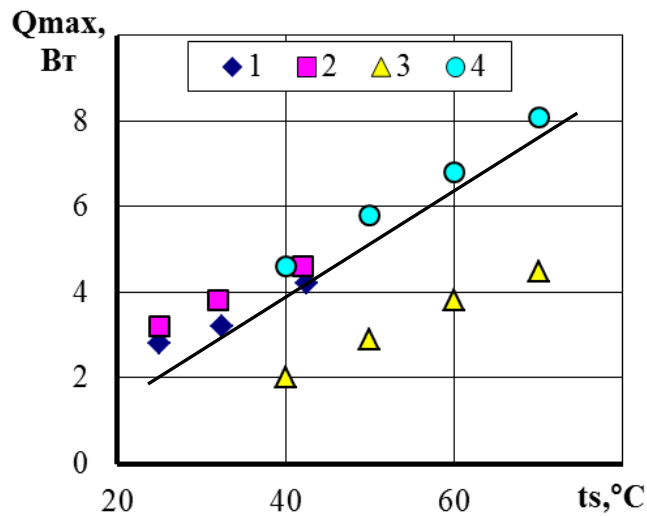


Рис. 4.31. Значення  $Q_{max}$  для МТТ з  $d_{пп}=1,2 \cdot 10^{-3}$  м від температури насичення: 1 –  $90^\circ$ ; 2 –  $0^\circ$ , 3,4 – за даними роботи [165] ( $d_{МТТ}=3 \cdot 10^{-3}$  м та  $4 \cdot 10^{-3}$  м відповідно, конструкційна КС,  $\varphi=0^\circ$ ), лінія – за залежністю (4.19).

Таким чином, термічний опір і максимальні теплові потоки МТТ суттєво залежать від їх геометричних показників, положенні у просторі, режиму течії пари, а також від теплофізичних властивостей теплоносіїв.

#### 4.3.2 Інтенсивність тепловіддачі в зонах теплообміну мініатюрних теплових труб

Якщо підрахувати коефіцієнти тепловіддачі в зоні нагріву згідно методики розрахунку, то бачимо (рис.4.32), що в зоні нагріву значення коефіцієнтів тепловіддачі істотно залежать від положення мініатюрної теплової труби в просторі. Спочатку із зростанням теплового потоку, що передається спостерігається зростання  $\alpha_{zn}$ , а потім монотонне зниження (рис.4.32). Максимум кривої  $\alpha_{zn} = f(Q)$  відповідає найбільш ефективній передачі теплового потоку. Зростання коефіцієнтів тепловіддачі  $\alpha_{zn}$  із

збільшенням теплового потоку можна пояснити як зниженням товщини шару теплоносія, так і виникненням центрів паротворення, які значно інтенсифікують процес тепловіддачі в зоні нагріву. Проте наявність центрів паротворення з іншого боку перешкоджає просуванню теплоносія углиб зони нагріву, і ефект інтенсифікації від виникаючих парових пазирів стає менше. Тому і значення коефіцієнтів тепловіддачі істотно відрізняються від значень  $\alpha$  при кипінні у великому об'ємі [19]. Збільшення теплового потоку і відповідно виникнення додаткових центрів паротворення наводить до того, що значна частина теплоносія перетворюється на пару на ділянці зони нагріву, яка розташована поряд із зоною транспорту. Найбільш віддалена від ділянки пароутворення частина зони нагріву відчуває дефіцит теплоносія, і інтенсивність тепловіддачі у всій зоні починає знижуватися. Ці міркування справедливі для будь-яких положень мініатюрної теплової труби в просторі. Проте із зміною кута нахилу від  $\varphi = +90^\circ$  до  $\varphi = -90^\circ$  подача теплоносія в зону нагріву знижується, і відповідно знижується інтенсивність тепловіддачі.

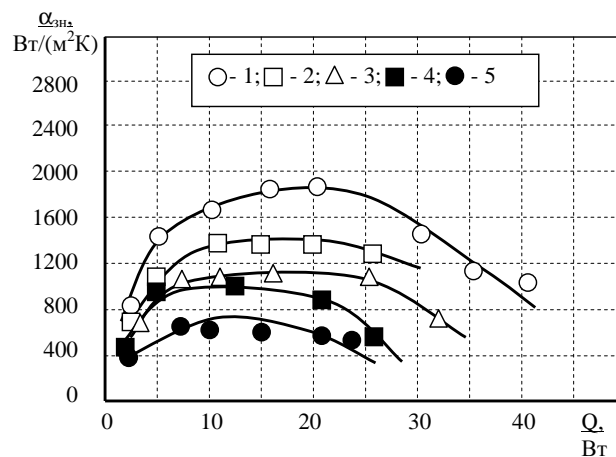


Рис. 4.32. Залежність коефіцієнтів тепловіддачі в зоні нагріву МТТ  $d_{\text{МТТ}}=3 \cdot 10^{-3}$  м від теплового потоку при різних орієнтації у просторі (теплоносій – вода,  $l_{\text{МТТ}} = 0,1$  м): 1 -  $\varphi = +90^\circ$ ; 2 -  $+45^\circ$ ; 3 -  $0^\circ$ ; 4 -  $-45^\circ$ ; 5 -  $-90^\circ$ .

Якщо розглянути коефіцієнти тепловіддачі в зоні нагріву мініатюрної теплової труби діаметром  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м, але заправлену ацетоном (рис.4.33), то можна побачити, що в зоні нагріву інтенсивність практично залишається

постійною і низькою. І вона практично не залежить від кута нахилу. Таке явище характерне для плівкового кипіння рідин [19].

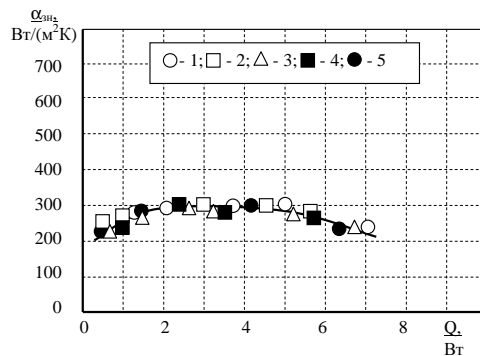


Рис. 4.33. Залежність коефіцієнтів тепловіддачі в зоні нагріву МТТ  $d_{\text{МТТ}}=3 \cdot 10^{-3}$  м від теплового потоку при різній орієнтації в просторі: 1 -  $\varphi = +90^\circ$ ; 2 -  $+45^\circ$ ; 3 -  $0^\circ$ ; 4 -  $-45^\circ$ ; 5 -  $-90^\circ$ . Теплоносій - ацетон.

На рис.4.34 приведені залежності інтенсивності тепловіддачі в зоні нагріву при горизонтальному розташуванні МТТ різного діаметру. У даних умовах гравітаційна складова не накладає свій відбиток на процеси тепло- і масообміну усередині теплових труб малого розміру. Пара, що виникає в зоні нагріву, за рахунок перепаду тиску по довжині МТТ, рухається в зону конденсації. Теплоносій, що сконденсувався, далі рухається за рахунок капілярних сил в зону нагріву. По мірі зростання теплового потоку все більша кількість теплоносія повинна подаватися в зону нагріву. І до тих пір, поки транспортні здібності капілярної структури можуть забезпечити необхідну кількість теплоносія в зоні нагріву, інтенсивність тепловіддачі зростатиме. Як тільки витрата теплоносія, що нагрівся, перевищить той, що підводиться по капілярної структурі, то інтенсивність тепловіддачі в зоні нагріву починає знижуватися (рис.4.34).

Рівень значень  $\alpha_{\text{zh}}$  залежить від діаметру МТТ. Так для МТТ діаметром  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м при  $q=6,3 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup> спостерігається максимум  $\alpha_{\text{zh}}=6,9 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>К. При зниженні діаметру МТТ коефіцієнти тепловіддачі в зоні нагріву падають, що, ймовірно, говорить про вплив обмежених умов при кипінні в цій зоні.

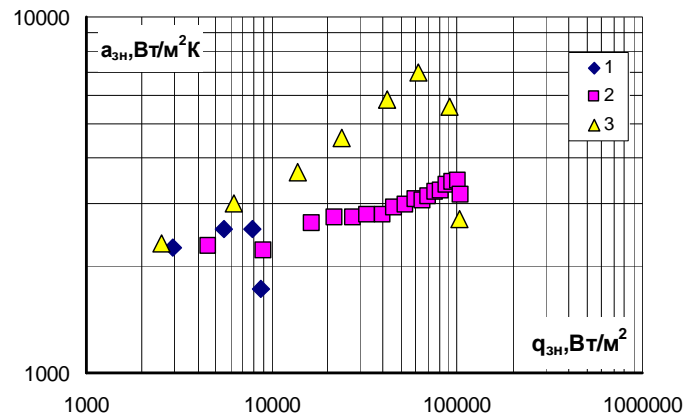


Рис. 4.34. Залежність інтенсивності тепловіддачі в зоні нагріву МТТ від теплового потоку, що відводиться, при горизонтальному розташуванні: 1 - МТТ діаметром  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м; 2 -  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м; 3 -  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м.

При вертикальному розташуванні МТТ не було відмічене падіння  $\alpha_{\text{зн}}$  при зростанні  $q$  (рис.4.35;4.36). В цьому випадку сили гравітації допомагали руху теплоносія із зони конденсації в зону нагріву, і дефіцит теплоносія в цій зоні не спостерігався до максимальних теплових потоків. Проте рівень значень  $\alpha_{\text{зн}}$  був декілька нижче, ніж при горизонтальному розташуванні МТТ.

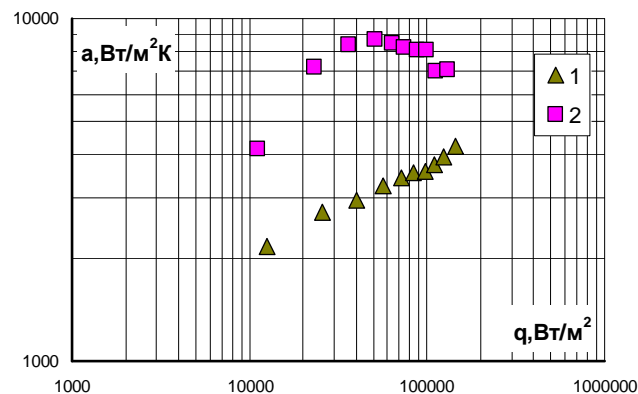


Рис. 4.35. Залежність інтенсивності тепловіддачі в зонах нагріву і конденсації усередині МТТ  $d_{\text{мм}} = 6,0 \cdot 10^{-3}$  м від теплового потоку, що відводиться, при вертикальному її розташуванні (теплоносій – вода): 1 - інтенсивність тепловіддачі в зоні нагріву; 2 - в зоні конденсації.

Приведені залежності показали, що підвищення теплопередавальних характеристик МТТ можливо здійснити за рахунок поліпшення підведення теплоносія в зону нагріву.

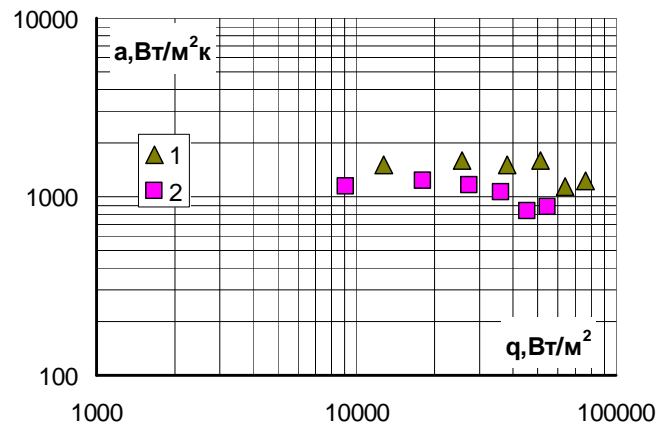


Рис. 4.36. Залежність  $\alpha$  в зонах нагріву і конденсації всередині МТТ  $d_{\text{мтт}} = 2,0 \cdot 10^{-3}$  м від теплового потоку, що відводиться, при вертикальному її розташуванні (теплоносій – етанол): 1 - зона нагріву; 2 - зона конденсації.

З одного боку, для збільшення кількості теплоносія в зоні нагріву, необхідно створити капілярну структуру з високими транспортними здібностями, але з іншого боку це може привести до збільшення габаритів самої структури і зниження діаметру парового простору. Швидкість руху пари може зрости до значень, при якому настає звукова межа. Це знову позначиться на зниженні теплопередавальних характеристик МТТ.

У зоні конденсації спостерігається інша картина (рис.4.37). Зростання інтенсивності тепловіддачі при конденсації відбувається практично у всьому діапазоні отриманих теплових потоків. І лише при максимальних теплових потоку зростання коефіцієнтів тепловіддачі декілька знижується і спостерігається невелика ділянка автотельності  $\alpha_{\text{зк}}$  відносно  $Q$ . При кутах нахилу  $\varphi = +90^\circ, +45^\circ, 0^\circ$  інтенсивність тепловіддачі практично однакова у всьому діапазоні теплових потоків. І лише при максимальних теплових потоках при горизонтальному розташуванні мініатюрної теплової труби існує зниження інтенсивності тепловіддачі і перехід в область автотельності при низьких коефіцієнтах  $\alpha_{\text{зк}}$ . Це можна пояснити тим, що



при  $\varphi = 0^\circ$  сили гравітації не впливають на рух теплоносія, і відтік його в зону нагріву відбувається з меншою швидкістю, чим при кутах нахилу  $\varphi = +90^\circ$  и  $\varphi = +45^\circ$ . Конденсат накопичується в цій зоні і товщина його шару збільшується. Це і призводить до зниження коефіцієнтів тепловіддачі.

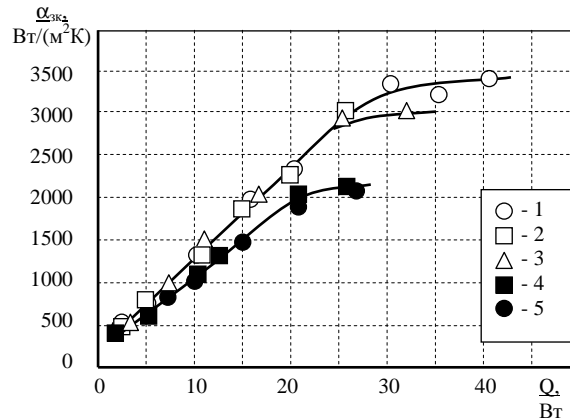


Рис. 4.37. Залежність  $\alpha_{зк}$  МТТ  $d_{мтт} = 3,0 \cdot 10^{-3}$  м від теплового потоку при різній орієнтації у просторі: 1 -  $\varphi = +90^\circ$ ; 2 -  $+45^\circ$ ; 3 -  $0^\circ$ ; 4 -  $-45^\circ$ ; 5 -  $-90^\circ$ . Теплоносій - вода.

При кутах нахилу  $\varphi = -45^\circ$  и  $\varphi = -90^\circ$  спостерігається практично аналогічна картина, але при меншій інтенсивності  $\alpha_{зк}$ . В цьому випадку негативний знак гравітаційного тиску приводить до того, що кількість конденсату в цій зоні збільшується і природно перепад температур між паровою фазою і стінкою мініатюрної теплової труби зростає, що і призводить до зниження  $\alpha_{зк}$ .

Якщо розглянути коефіцієнти тепловіддачі в зоні конденсації мініатюрної теплової труби діаметром  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м, але заправлену ацетоном (рис. 4.38), то можна побачити, що вони практично в два рази вище, ніж в зоні нагріву і помітно вплив кута нахилу. Це можна пояснити тим, що, не дивлячись на малу кількість пари, конденсація його відбувається з такою інтенсивністю, яку дозволяє здійснити плівка теплоносія в цій зоні. Зміна кута нахилу у бік його зниження приводить до потовщення плівки конденсату і відповідно до зниження інтенсивності тепловіддачі.

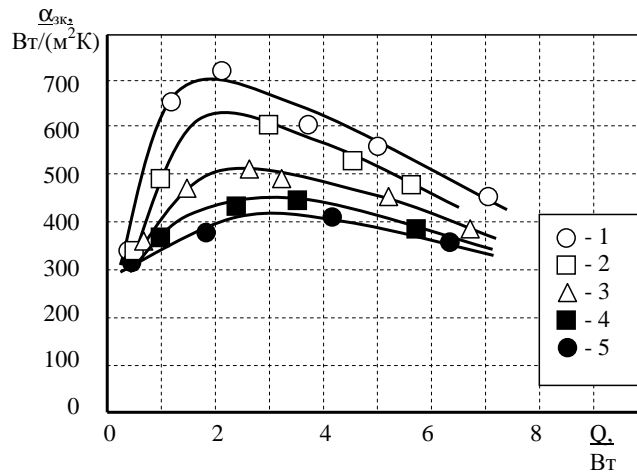


Рис. 4.38. Залежність коефіцієнтів тепловіддачі в зоні конденсації МТТ діаметром  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м від теплового потоку при різній орієнтації в просторі: 1 -  $\varphi = +90^\circ$ ; 2 -  $+45^\circ$ ; 3 -  $0^\circ$ ; 4 -  $-45^\circ$ ; 5 -  $-90^\circ$ . Теплоносій - ацетон.

Вплив діаметру парового простору на інтенсивність тепловіддачі в зоні конденсації показано на рис.4.39. Як і для зони нагріву спостерігалася тенденція зростання  $\alpha_{зк}$  з підвищенням густини теплового потоку до деякого максимуму, а потім монотонне зниження до моменту виникнення кризи теплообміну в зоні нагріву. Найбільші значення коефіцієнтів тепловіддачі в зоні конденсації співпадають з максимумом значень швидкості пари в паровому каналі.

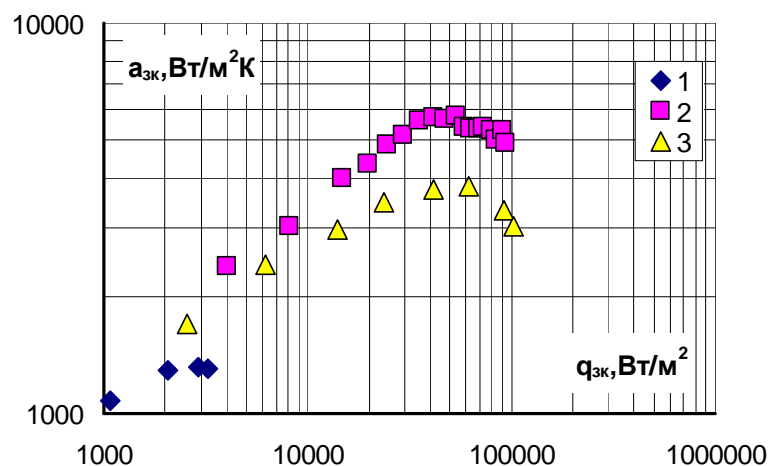


Рис. 4.39. Залежність інтенсивності тепловіддачі в зоні конденсації МТТ від теплового навантаження, що підводиться, при горизонтальному розташуванні: 1 – МТТ діаметром  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м; 2 –  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м; 3 –  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м.

Якщо сполучити криві швидкості пари і коефіцієнтів тепловіддачі в зоні нагріву від густини теплового потоку то можна побачити, що максимум швидкості співпадає зі зміною характеру руху  $\alpha_{zn}=f(q_{zn})$  (рис.4.40).

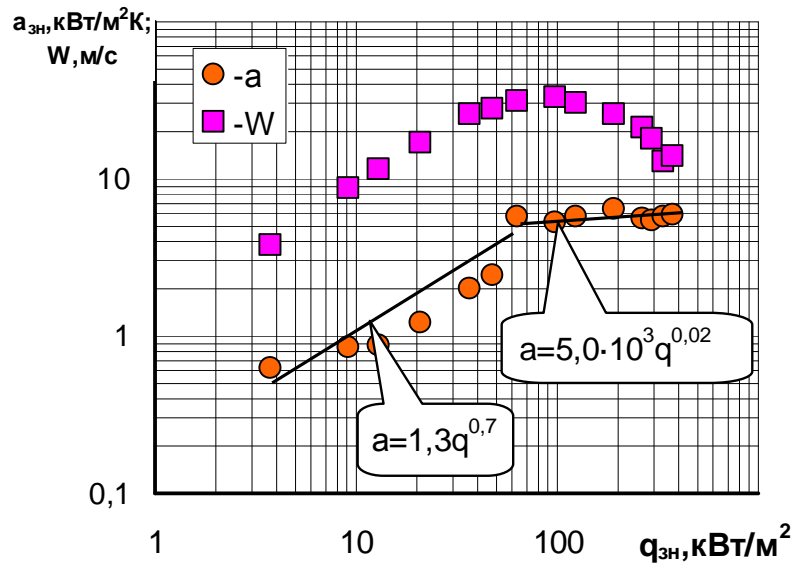


Рис. 4.40. Сполучення кривих  $\alpha_{zn}=f(q_{zn})$  і  $W=f(q_{zn})$  для МТТ діаметром  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м і довжиною 0,2 м при вертикальному розташуванні ( $\varphi = + 90^\circ$ , теплоносій – вода).

Зростання коефіцієнтів тепловіддачі зв'язано з активацією додаткових центрів пароутворення. При цьому спостерігається і зростання руху швидкості пари. Наступає момент, коли на поверхні теплообміну є максимальна кількість центрів пароутворення, і подальше збільшення теплового потоку не призводить до виникнення додаткових парових бульбашок. Також підвищення густини теплового потоку призводить до зростання тиску в такої замкненої випаровувально-конденсаційної системі. При зростанні тиску відривні діаметри парових бульбашок зменшуються і відповідно зменшується парова витрата. Так дія двох цих факторів призводить до зміни нахилу кривої кипіння з  $\alpha_{zn} \sim q_{zn}^{0,7}$  до  $\alpha_{zn} \sim q_{zn}^{0,02}$ . А в точці перегину спостерігається максимальне значення швидкості руху пари.

Проведені експериментальні дослідження дали змогу оцінити вплив ряду факторів на інтенсивність тепловіддачі в зоні нагріву теплових труб.

Так, було визначено, що орієнтація теплової труби в просторі суттєво впливає на процеси, що відбуваються у зоні нагріву.

Порівнюючи ці результати із результатами, отриманими при кипінні на пористих поверхнях можна зробити висновок про те, що вони добре узгоджуються між собою. Адже при кипінні на пористих поверхнях в умовах, коли масові сили діють під певним кутом до поверхні інтенсивність тепловіддачі зменшується.

Певні відмінності в кількісних характеристиках можуть бути викликані тим, що при кипінні на затопленій поверхні значну роль відіграє зовнішній потік рідини, що рухається назустріч потоку пари, взаємодіючи із ним. У теплових трубах із капілярними структурами такі явища відсутні.

#### 4.4 Узагальнення експериментальних даних

Аналіз первинних даних по теплообміну мініатюрної теплової труби показав, що при підвищеному тепловому потоці існують різні режими інтенсивності тепловіддачі. Розглянемо лише режими, при яких теплоносій кипить в капілярній структурі. Ці режими характерні зростанням коефіцієнтів тепловіддачі із збільшенням теплового потоку. Режими погіршеного теплообміну, коли інтенсивність тепловіддачі знижується із зростанням теплового потоку, ми розглядати не будемо.

В області передбачуваного бульбашкового кипіння можна виділити дві характерні ділянки. Перша ділянка - це коли при малих значеннях теплових потоків спостерігається значне зростання коефіцієнтів тепловіддачі. Друга ділянка - коли із зростанням теплового потоку коефіцієнти тепловіддачі підвищуються трохи. Такі характерні ділянки спостерігалися для всіх досліджених кутів нахилу. Проте кількісні значення коефіцієнтів тепловіддачі були різні.

У загальному випадку коефіцієнти тепловіддачі при кипінні в мініатюрних теплових трубах залежать від багатьох чинників і підкоряються залежності

$$\alpha = f(q, d_{nn}, \delta_{kc}, D_{ef}, \varphi), \quad (4.26)$$

У нашому випадку діаметр парового простору  $d_{nn}$  усередині мініатюрної теплової труби, товщина капілярної структури  $\delta_{kc}$  і ефективний діаметр пор  $D_{ef}$  є постійними величинами. Одну з цих величин виберемо як характерний розмір в числах подібності. Таким характерним розміром може бути діаметр парового простору  $d_{nn}$ .

Виходячи з теорії подібності, критеріями, що визначають інтенсивність тепловіддачі при кипінні, можуть бути числа Нуссельта  $Nu$  і Рейнольдса  $Re$ . Тоді залежність може виглядати таким чином

$$Nu = f(Re, \varphi), \quad (4.27)$$

$$\text{де } Nu = \frac{\alpha \cdot d_{nn}}{\lambda'}; Re = \frac{q \cdot d_{nn}}{r \cdot \rho'' \cdot v''}.$$

Для простоти узагальнення дослідних даних представимо кут повороту мініатюрної теплової труби у формі радіану, вважаючи початком кута повороту  $+90^\circ$ , а кінцевим кутом  $-90^\circ$ .

На рис. 4.41 представлена схема розташування мініатюрної теплової труби в просторі. Стрілками усередині теплових труб показаний напрям теплового потоку, що передається. При  $\varphi = 0^\circ$  гравітаційна складова допомагає поверненню теплоносія в зону нагріву, при  $\varphi = 90^\circ$  сили гравітації не впливають на рух теплоносія, і при  $\varphi = 180^\circ$  вони перешкоджають руху. Сумарний кут повороту буде рівний  $180^\circ$ , що відповідає  $\pi = 3,14$  радіан.

Проміжні значення кутів у формі радіану представлені у вигляді  $\left(\frac{\varphi}{180^\circ}\right) \cdot \pi$ .

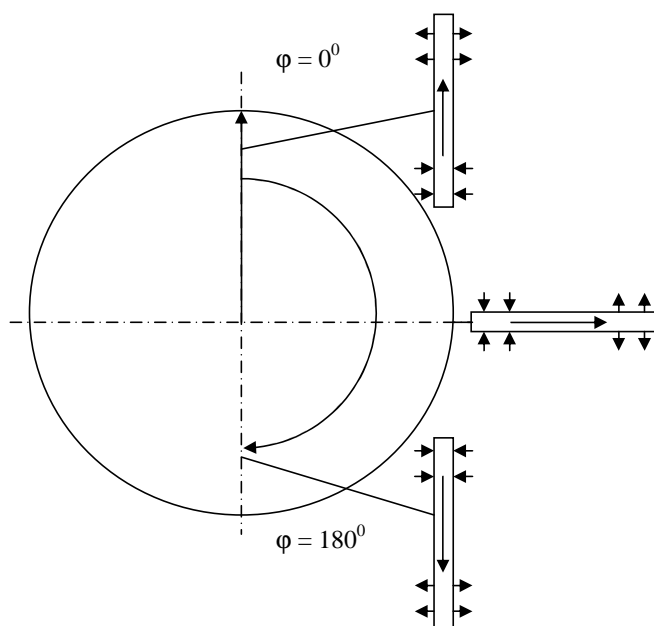


Рис. 4.41. Схема розташування мініатюрної теплової труби в просторі.

В результаті узагальнення експериментальних даних отримані наступні рівняння подібності

$$Nu = 1,06 \cdot \left( 1,8 - 0,5 \cdot \frac{\varphi}{180^0} \pi \right) \cdot Re^{0,75}, \quad (4.28)$$

при  $Re \leq 1$ .

$$Nu = 1,45 \cdot \left( 1,8 - 0,5 \cdot \frac{\varphi}{180^0} \pi \right) \cdot Re^{0,07}, \quad (4.29)$$

при  $Re \geq 1$ .

Рівняння (4.28) і (4.29) описує експериментальні дані з погрішністю  $\pm 20\%$  і справедливо для мініатюрної теплової труби діаметром  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м з метало волокнистою капілярною структурою завтовшки  $0,4 \cdot 10^{-3}$  м і пористістю 87%. Діаметр парового простору складав  $1,2 \cdot 10^{-3}$  м.

Результати досліджень показані на рис. 4.42.

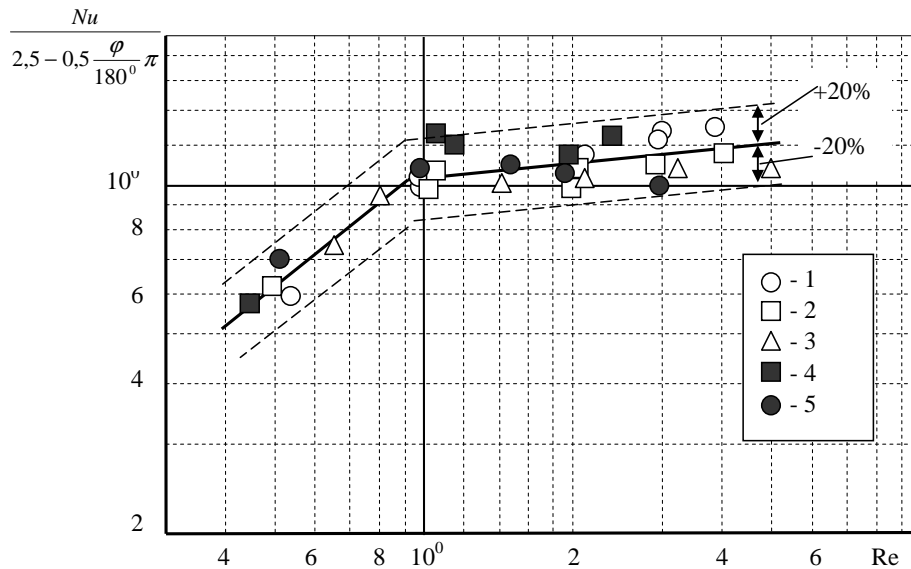


Рис. 4.42. Узагальнення експериментальних даних по теплообміну в зоні нагріву мініатюрної теплової труби діаметром  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м: 1 -  $\varphi = +90^\circ$ ; 2 -  $+45^\circ$ ; 3 -  $0^\circ$ ; 4 -  $-45^\circ$ ; 5 -  $-90^\circ$ . Теплоносій - вода.

Результати експериментів також показали вплив геометричних факторів ( $l_{zn}/l_{ef}$ ;  $\delta_{кпс}/d_{пп}$ ) на інтенсивність тепловіддачі в зоні нагріву МТТ. Суттєвим є вплив гравітаційної складової. Узагальнення експериментальних даних для вертикального розміщення ( $\varphi = +90^\circ$ ) та горизонтального розміщення ( $\varphi = 0^\circ$ ) подані на рис.4.43 і рис.4.44 відповідно.

В результаті узагальнення експериментальних даних інтенсивність тепловіддачі в зоні нагріву МТТ підпорядковується наступній залежності

$$Nu = C Re^n \left( \frac{l_{zn}}{l_{ef}} \right)^{-0,58} \left( \frac{\delta_{кпс}}{d_{пп}} \right)^{-0,25} \quad (4.30)$$

Для вертикального розміщення ( $\varphi = +90^\circ$ ):  $C = 2,4$ ;  $n = 0,65$  (рис.4.43).

Для горизонтального розміщення ( $\varphi = 0^\circ$ ):  $C = 4,3$ ;  $n = 0,34$  (рис.4.44).

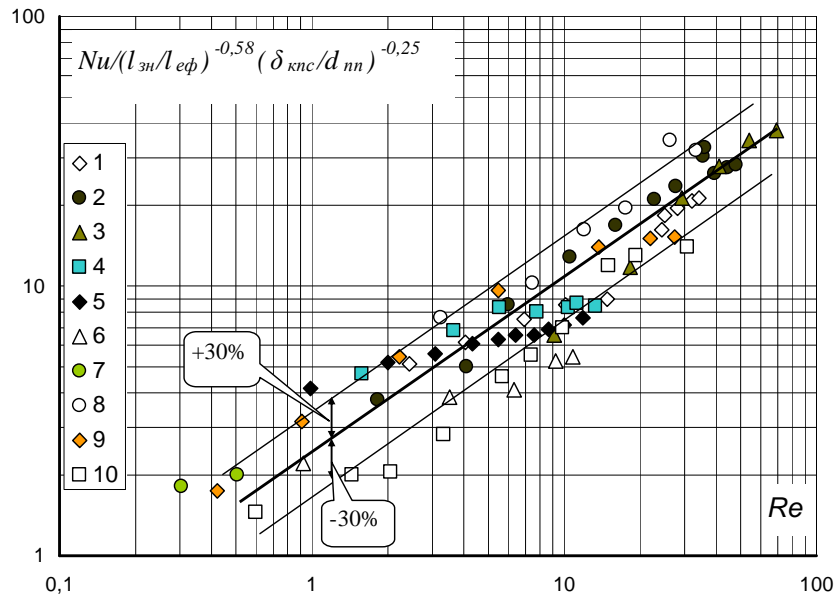


Рис.4.43. Узагальнення даних по теплообміну в зоні нагріву МТТ (вертикально  $\varphi = +90^\circ$ ): Теплоносій: 1-7,9,10 – вода; 8 – метанол;  $d_{\text{шт}}$ : 1-3,8-10 –  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м; 4 –  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м; 5,6 –  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м; 7 –  $1,2 \cdot 10^{-3}$  м;  $l_{\text{МТТ}}$ : 1-4 – 0,175 м; 5,6 – 0,146 м; 7 – 0,3 м; 8-10 – 0,2 м;  $l_{\text{эф}}$ : 1 – 0,115 м; 2 – 0,125 м; 3 – 0,135 м; 4 – 0,111 м; 5 – 0,082 м; 6 – 0,092 м; 7 – 0,188 м; 8 – 0,139 м; 9 – 0,129 м; 10 – 0,139 м.

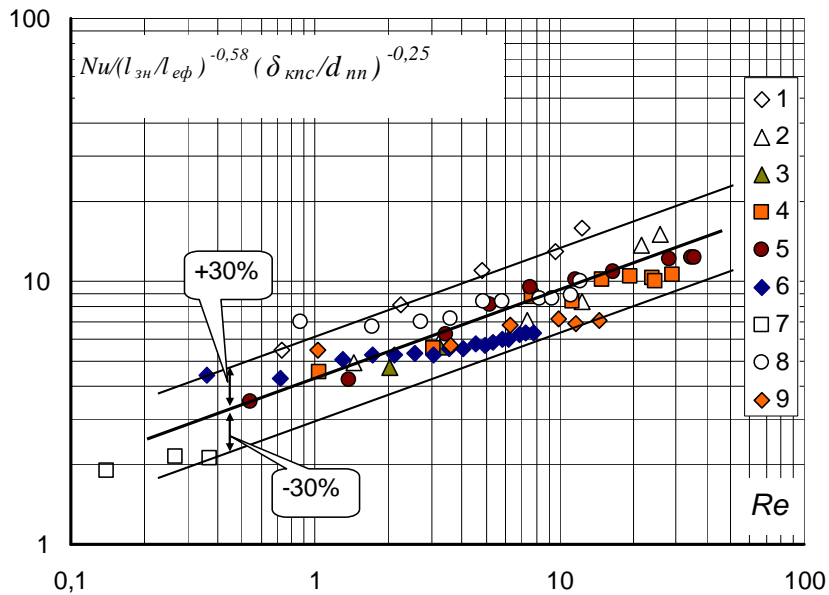


Рис.4.44. Узагальнення даних по теплообміну в зоні нагріву МТТ (горизонтально  $\varphi = 0^\circ$ ): Теплоносій: 1-2,4-9 – вода; 3 – метанол;  $d_{\text{шт}}$ : 1-5 –  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м; 6 –  $2,0 \cdot 10^{-3}$  м; 7 –  $1,2 \cdot 10^{-3}$  м; 8-9 –  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м;  $l_{\text{МТТ}}$ : 1,2,8,9 – 0,175 м; 3-5 – 0,2 м; 6 – 0,146 м; 7 – 0,3 м; 8-10 – 0,2 м;  $l_{\text{эф}}$ : 1 – 0,125 м; 2 – 0,135 м; 3 – 0,149 м; 4 – 0,129 м; 5 – 0,139 м; 6 – 0,082 м; 7 – 0,188 м; 8 – 0,111 м; 9 – 0,119 м.



Залежність (4.30) описує експериментальні дані з похибкою  $\pm 30\%$  і справедлива для МТТ із  $d_{\text{пп}}$  від  $1,2 \cdot 10^{-3}$  до  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м із метало волокнистою капілярною структурою завтовшки від  $0,5 \cdot 10^{-3}$  до  $1,0 \cdot 10^{-3}$  м і пористістю від 70 до 88%, ефективною довжиною  $l_{\text{еф}}$  від 0,082 до 0,188 м, заправлених водою і метанолом.

#### 4.5 Висновки по розділу 4

Мініатюрні теплові труби ( $Bo \leq 1..2$ ) є ефективним і перспективним елементом систем охолодження для різних пристроїв мікроелектронної техніки, за допомогою якого можна в деяких випадках для охолодження найбільш напружених по теплу елементів відмовитися від застосування вентиляторів.

1. Розкрити фізичні уявлення процесів передачі теплоти в мініатюрних теплових трубах і показано вплив стиснених умов на режими течії парової фази в адіабатної зоні, що призводить до зниження критичного числа Рейнольдса при переході з ламінарного режиму до турбулентного.

2. Встановлено, що зростання довжини МТТ суттєво впливає на їх термічний опір. При зростанні довжини МТТ на 50% термічний опір підвищується на 10 – 20 %.

3. Експериментально визначено, що теплопередавальні характеристики мініатюрних теплових труб ( $Q_{\text{max}}$  та  $R_{\text{min}}$ ) суттєво залежать від режимних параметрів, типу теплоносія, орієнтації їх у просторі та від зовнішніх умов відводу теплової енергії.

4. Отримані емпіричні залежності мінімальних термічних опорів від  $d_{\text{пп}}$ , які показують, що при зменшенні перерізу парового каналу термічний опір збільшується, а максимальні теплові потоки, що передаються, знижуються.

5. Отримані співвідношення, за допомогою яких можна розрахувати максимальну теплопередавальну здатність МТТ  $Q_{\text{max}}$  та середню інтенсивність тепловіддачі в зоні нагріву МТТ для діаметрів  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м ( $d_{\text{пп}}$   $1,2 \cdot 10^{-3}$  м) і для МТТ  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м ( $d_{\text{пп}}$  від  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м до  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м).

## РОЗДІЛ 5

### ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛОПЕРЕДАЮЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЛЬСАЦІЙНИХ ТЕПЛОВИХ ТРУБ

В зв'язку з інтенсивним розвитком електроніки, що супроводжується збільшенням теплових навантажень та мініатюризацією габаритних розмірів елементів, виникає потреба в створенні та дослідженні нових систем охолодження для термостабілізації малогабаритних приладів. Одним з елементів такої системи охолодження є пульсаційна мініатюрна теплова труба. Одночасно з простотою конструкції та невеликими розмірами, необхідними для розміщення всередині сучасної електронної апаратури, пульсаційна теплова труба високоефективна і в окремих випадках показує кращі теплові характеристики, ніж традиційні теплові труби та термосифони.

5.1 Конструкція експериментальної установки для визначення теплопередаючих характеристик ПТТ в умовах природної конвекції

Основними елементами експериментальної установки по дослідженню теплових режимів і характеристик експериментальної конструкції на основі ПТТ є: експериментальна ділянка; система підведення тепла до випарника; система вакуумування й управління теплоносієм; контрольно-вимірювальна апаратура.

Макет експериментальної ПТТ був виготовлений з мідної трубки зовнішнім діаметром  $d_n = 3 \cdot 10^{-3}$  м, внутрішнім діаметром  $d_v = 2 \cdot 10^{-3}$  м і являла собою конструкцію у вигляді 11-х петель, замкнутих у єдиний об'єм (рис.5.1). Загальна, висота ПТТ становила  $50 \cdot 10^{-3}$  м. Висота зони конденсації становила -  $50 \cdot 10^{-3}$  м, адіабатної (транспортної) зони в нашій експериментальній установці не було. Тепловий потік підводився до нижньої частини ПТТ. Відвід теплоти в зоні конденсації здійснювався повітрям, при вільній конвекції.



Рис. 5.1. Конструкція ПТТ замкнутого типу з одинадцятьма вітками, з'єднана з нагрівачем (зовнішній діаметр  $2 \cdot 10^{-3}$  м, а внутрішній  $1 \cdot 10^{-3}$  м).

Температура з боку нагрівачів і температура трубок у зоні охолодження визначалася за допомогою хромель-алюмелевих термопар. Чотири термопари перебували в зоні нагріву, інші 6 термопар перебували у зоні конденсації.

Внутрішній об'єм ПТТ заправлявся теплоносієм і герметизувався. В якості теплоносія використовувалася вода. Ступінь заправлення водою ПТТ в експериментах становила 50% від внутрішнього об'єму.

Для перевірки теплопередавальної здатності ПТТ дотримувалися умови: температура навколишнього середовища становила  $+20^{\circ}\text{C} \pm 2^{\circ}\text{C}$ , а максимальна потужність, що підводилася досягала 150 Вт. Із цією метою була створена конструкція експериментального стенда, що складалася із закритого боксу 8, де розташовувалася експериментальна конструкція (ПТТ) 1 (рис. 5.2). Розміри боксу складають: довжина – 0,51м, ширина – 0,49м, висота – 0,45м. В боксі прорізано два отвори: збоку внизу (на рисунку не показано) та зверху у боковій кришці. Ці отвори служать для регулювання температури повітря всередині боксу. Верхній отвір також служить для виводу термопар від ПТТ до комутатора. У нижню частину робочого елемента було встановлено нагрівач 7. В якості електричного нагрівача було взято спіраль з ніхромового дроту діаметром  $0,5 \cdot 10^{-3}$  м. Спіраль була розташована в мідному корпусі, стінки якого всередині було покрито шаром електроізоляції зі слюди Система підведення теплоти зроблена так, щоб

зменшити втрати в навколишнє середовище. Для цього навколо основного нагрівача 7 розташовувалася ізоляція 4. У вигляді ізоляції використовувалося базальтове волокно, закріплене двома пластинами на опорних ніжках 5, які також виконували функцію підставок для розміщення ПТТ в боксі.

Для підтримки температури навколишнього середовища в боксі служив ламповий нагрівач (лампа) 11. За допомогою цієї лампи можна дотримуватись умов, у яких буде перебувати реальна конструкція цього пристрою.

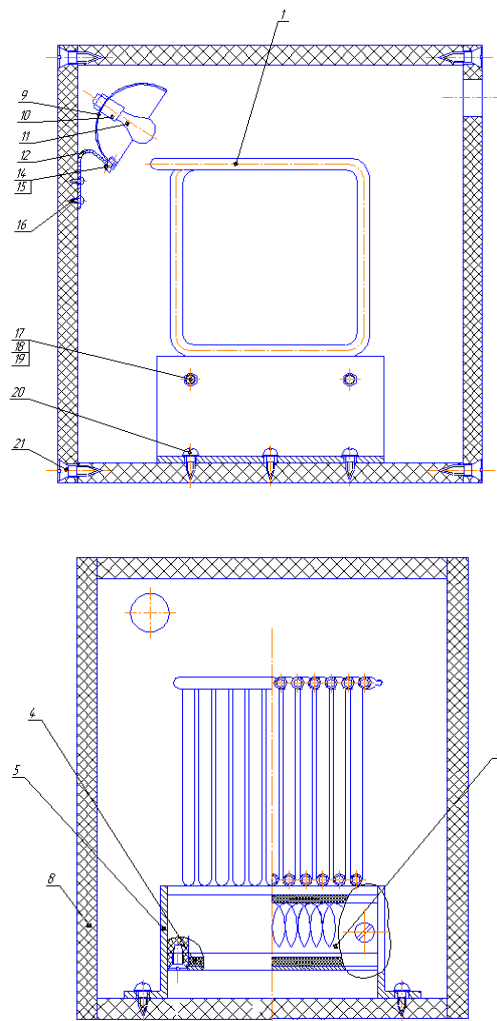


Рис.5.2. Бокс із розташованою в ньому установкою для визначення теплопередаючих характеристик ПТТ в умовах природної конвекції: 1 - ПТТ; 4 - ізоляція; 5 - опорні ніжки; 7 - нагрівач; 8 – бокс; 9 - ламповий відбивач; 10 – патрон; 11 - лампа; шайба; 12 - металева пластинка; 13 - наконечник; 14,17 - гвинт; 15,18 - гайка; 16,20,21 - шуруп; 19 - шайба.

## 5.2 Опис схеми вимірювань

Схема вимірювальної експериментальної установки показана на рис.5.3. Вона складається із системи підведення теплоти до експериментальної ПТТ і системи вимірювання. Термопари  $T1...T13$  закріплені по всій поверхні ПТТ і виводяться через отвір у боксі до комутатора  $K$  на цифровий прилад (ЦР7701-02)  $B$ .

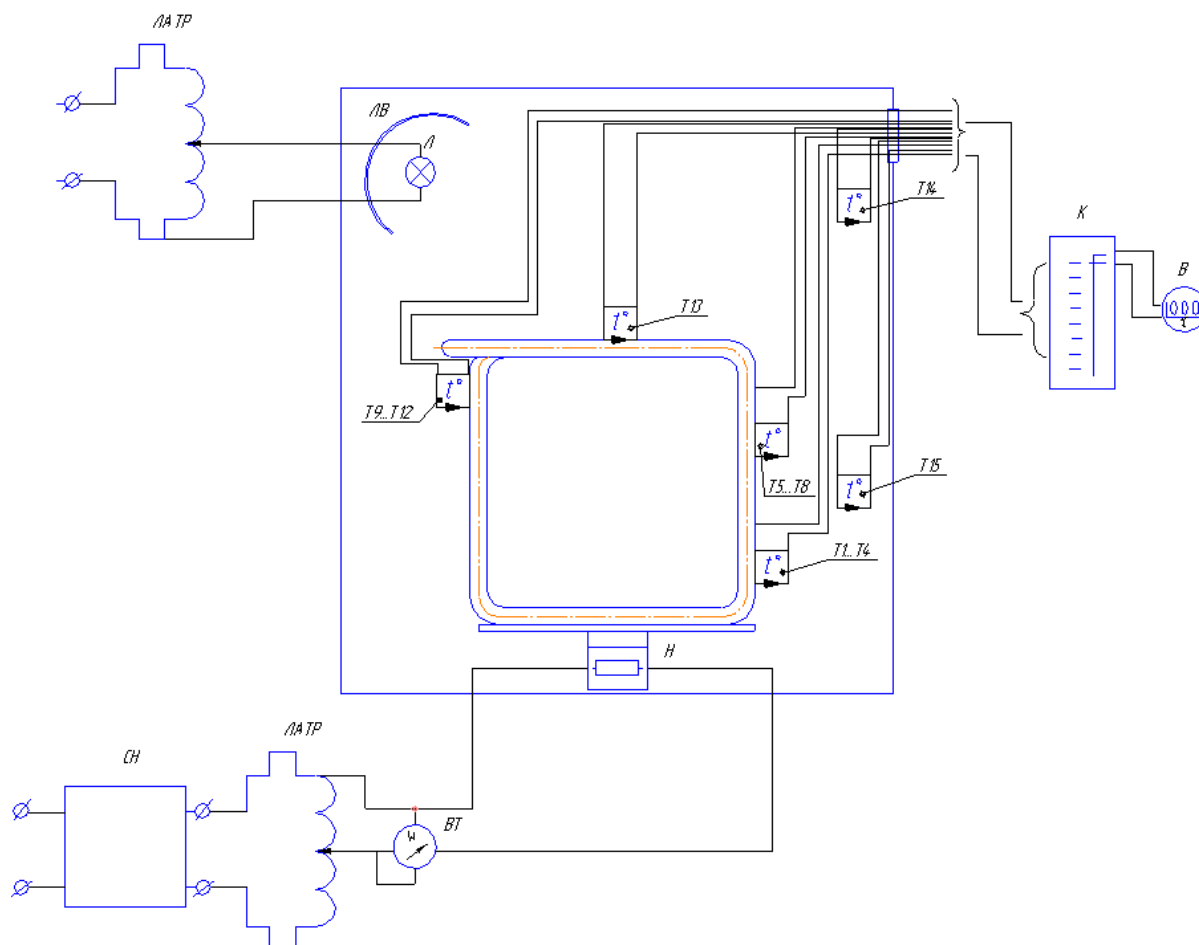


Рис.5.3. Схема вимірювань

Підведення теплоти до ПТТ здійснювалося за допомогою нагрівача  $H$ , що був підключений до мережі 220 Вт через стабілізатор напруги (СН – 05)  $СН$ , лабораторний автотрансформатор (ЛАТР) і контролювався ватметром  $ВТ$  типу Д 5088, клас точності 0,2. Нагрівач  $H$  був зафіксований за допомогою підставки, яка показана на рис.5.2.

Температура в боксі вимірювалася двома термопарами: зверху Т14 і знизу Т15. Середнє значення цих термопар нам давало температуру повітря в боксі. Контроль цієї температури здійснювався хромель-алюмелевими термопарами 3. Сигнал від термопар через комутатор 4 передавався на цифровий прилад 5 (ЦР 7701-02), клас точності 0,2 (відповідно до протоколу метрологічної перевірки основна наведена похибка дорівнювала 0,2%), на екрані якого показувалася температура тієї або іншої ділянки. Подача потужності на лампу здійснювалася за допомогою лабораторного автотрансформатора (ЛАТР) 8, що був підключений до мережі 220 Вт.

### 5.3 Методика проведення експериментів

Дослідження проводилося з ПТТ (рис.5.1). Схема конструкція наведена на рис.5.4.

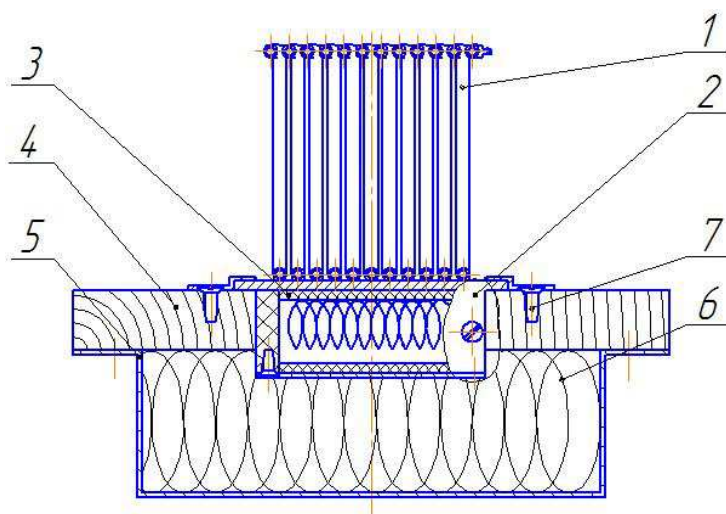


Рис. 5.4. Пульсуюча тепла труба разом із нагрівачем та теплоізоляцією: 1 - ПТТ; 2 - корпус електричного нагрівача; 3 - електроізоляція; 4 - дерев'яний брус; 5 - захисний корпус теплоізоляції; 6 - теплоізоляція.

Коефіцієнт заповнення такої ПТТ становив 50% від загального внутрішнього об'єму.

$$K_3 = \frac{V_{ж}}{V_{\Sigma}} \cdot 100\% , \quad (5.1)$$

де  $V_p$  - об'єм теплоносія;  $V_{\Sigma}$  - загальний внутрішній об'єм ПТТ.

Основними теплопередаючими характеристиками пульсуючої теплової труби є термічний опір, перепад температури між зонами випаровування і конденсації та максимальний тепловий потік. Термічний опір ПТТ повинен зменшуватись при зростанні теплового потоку, підведеного до зони випаровування. При цьому перепад температури повинен також зменшуватись до максимального теплового потоку, що передається.

Дослідження вище вказаних характеристик було проведено в трьох положеннях робочого елемента (рис.5.5) на експериментальній установці, де робочим елементом є пульсуюча тепла труба спірально-квадратної форми.

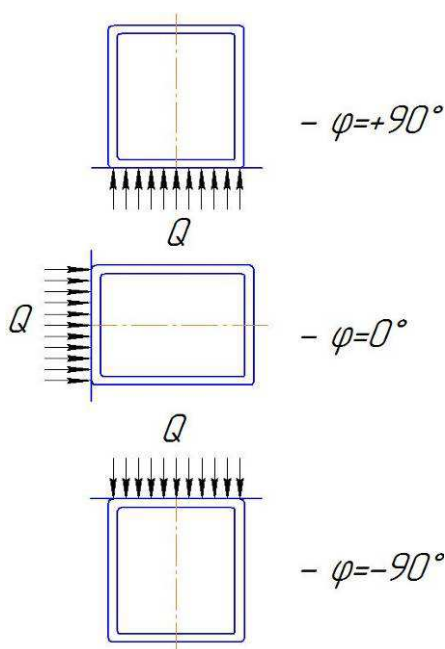


Рис. 5.5. Розміщення ПТТ у просторі

Перед проведенням експерименту перевірялися показання усіх термопар. Вимірювання проводились всіх термопар без подачі теплового потоку. Показання термопар повинні бути на одному рівні.

Перша серія експериментів проводилася при вертикальному розташовуванні ПТТ у боксі.

У боксі підтримувалася постійна температура, приблизно  $+20 \pm 2^\circ\text{C}$ .

Потім включалася система підведення теплового потоку до нагрівача. Величину теплового потоку встановлювали за допомогою ЛАТРа і контролювали по показанням ватметра. Теплову потужність підвищували поступово. При кожній подачі теплоти чекали якийсь час, поки не встановиться стаціонарний режим.

Коли ПТТ виходила на стаціонарний режим роботи, свідченням чого служило значення середньої температури зони випаровування, яка не змінювалась з часом, фіксували наступні параметри:

- тепловий потік, що передавався ПТТ -  $Q$  ;
- температуру навколишнього середовища в боксі у двох місцях (внизу боксу і зверху) -  $t_{cp}$ ;
- температури зовнішньої поверхні ПТТ: у зонах нагріву –  $t_n$  в 4-х місцях та у зоні конденсації -  $t_k$  в 9-ти місцях.

Оскільки температури у зонах нагріву та конденсації носили пульсуючий характер, то по показанням термопар розраховувалася середня температура окремо всіх зон.

Тепловий потік підвищували доти, поки температура в зоні нагріву вже не могла підтримуватися на якомусь стаціонарному рівні, що могло характеризувати кризисні явища в ПТТ.

По показанням термопар і ватметра розраховувалися значення термічного опору

$$R = \frac{\bar{t}_n - \bar{t}_k}{Q}, \quad (5.2)$$

де  $\bar{t}_n$ ,  $\bar{t}_k$  - середні температури зон нагріву та конденсації.

#### 5.4 Результати експериментальних досліджень пульсаційної теплової труби

При проведенні експерименту фіксувались вихід ПТТ на стаціонарний режим у трьох положеннях. На рис.5.6 показано вихід ПТТ на стаціонарний



режим при кутові нахилу  $\varphi=+90^\circ$ . Температура, показана на графіках не є середньою, а взята по одній термопарі в зоні нагріву.

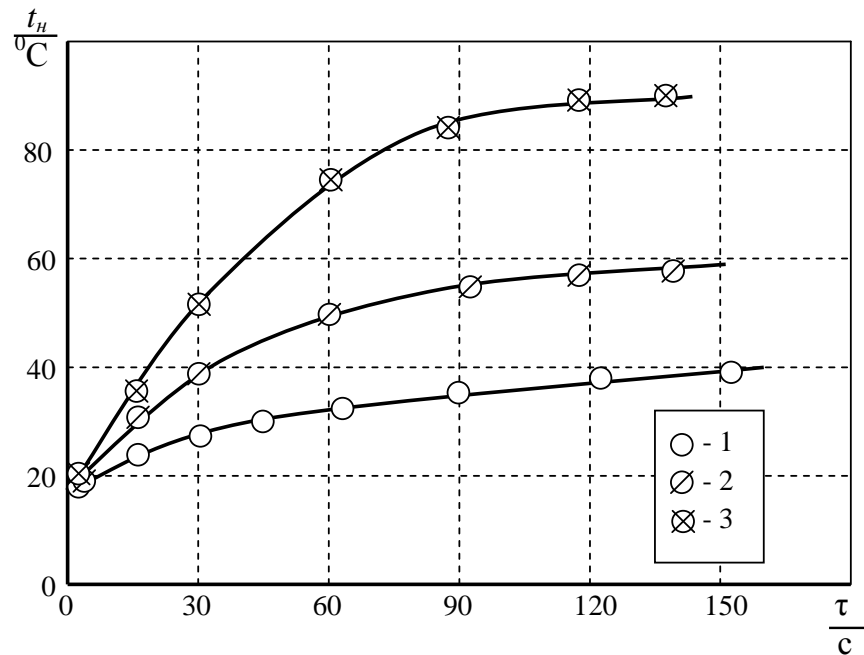


Рис.5.6. Вихід температури зони нагріву ПТТ на стаціонарний режим при її вертикальному розташуванні ( $\varphi=+90^\circ$ ): 1 –  $Q = 5$  Вт; 2 –  $Q = 20$  Вт; 3 –  $Q = 40$  Вт.

Як видно з рисунку система ПТТ – нагрівач виходить на стаціонарний режим приблизно за однаковий термін часу. Постійна часу  $\tau_{\text{стац}}$ , яка має вираз

$$\tau_{\text{стац}} = \frac{\partial t}{\partial \tau}, \quad (5.3)$$

при  $\tau = 0$ , з підвищенням теплового потоку має тенденцію до зменшення. Це можна пояснити тим, що з підвищенням температурного рівня зони нагріву, а відповідно і зони конденсації, інтенсивність теплообміну з навколишнім середовищем зростає і система приходить до рівноваги за менший відрізок часу. Також внутрішні процеси інтенсифікуються за рахунок виникнення центрів пароутворення.

При горизонтальному розташуванні ПТТ ( $\varphi=0^\circ$ ) гравітаційні сили мають нульві значення і постійна часу збільшується, а при розташуванні ПТТ проти сил тяжіння ( $\varphi = 90^\circ$ ) процес виходу на стаціонарний режим проходить ще триваліше.

Перша серія досліджень проводилася при кутові нахилу  $\varphi=+90^\circ$ . Експерименти проводилися при поступовому збільшенні теплового потоку. Тобто, спочатку була підведена  $Q = 5$  Вт. Спостерігалось рівномірне зростання температури в зоні нагріву при даному тепловому потоці. Коли ПТТ вийшла на стаціонарний режим, температура зони нагріву встановилась на одному рівні і не змінювалась до тих пір, поки не було підведено до ПТТ більшого теплового навантаження. Потім тепловий потік був збільшений до значення  $Q=10$ Вт. Температура зони нагріву змінювалась аналогічним чином: рівномірно, без коливань. При підведенні потужності 15Вт і 20 Вт процес протікав так само. Нестабільність в зростанні температури зони нагріву було помічено при підведеному тепловому потоці  $Q = 30$  Вт. Тобто, за показами термопар спостерігалися скачки температур різко вгору, а потім вниз. Причому, ці скачки були при  $Q=30$  Вт одиночними з інтервалом приблизно (40 - 50) секунд. Це можна пояснити початком зародження парових бульбашок в зоні нагріву ПТТ. При подальшому збільшенні теплового потоку скачки температури здобули інтенсивнішого характеру, що свідчило про початок інтенсивного кипіння в зоні нагріву ПТТ. Навіть, при виході ПТТ на стаціонарний режим, кожні (5 - 6) секунд спостерігались зростання або спади температури. Отож, можна сказати, що при даній орієнтації ПТТ в просторі, початок кипіння в зоні випаровування спостерігається при тепловому потоці  $Q = (30 - 35)$  Вт. Із наведених вище рисунків для такої орієнтації в просторі ПТТ можна побачити, що при зростанні теплового потоку, час виходу на стаціонарний режим зменшується, що можна пояснити малою інерційністю ПТТ після початку кипіння теплоносія.

В другій серії експериментів ( $\varphi=0^\circ$ ) спостерігалась аналогічна робота ПТТ. Тут одразу було підведено  $Q = 10$  Вт. Процес протікав аналогічно, як у першій серії. При підведенні вже  $Q = 30$  Вт також було помічено початок пароутворення, з подальшим збільшенням теплового потоку процес кипіння набував все інтенсивнішого характеру. Різниця температур між зонами нагріву та конденсації зростала до значення теплового потоку  $Q = (30-35)$  Вт, потім починала знижуватися, що свідчило про нормальну роботу ПТТ..

Третя серія експериментів ( $\varphi = -90^\circ$ ) характеризувалася найбільшими температурами в зоні нагріву при таких же теплових навантаженнях, що і попередні досліди, і найбільшими значеннями термічного опору ПТТ. Проте робота ПТТ була такою ж як в першій та другій серії експериментів. Було помічено, що початок кипіння при такому положенні ПТТ припадає на більш високі значення теплового потоку  $Q = (40 - 45)$  Вт.

Важливою характеристикою ПТТ є перепад температури між зонами нагріву та конденсації ( $\Delta T = t_n - t_k$ ), що зображена на рис.5.7. Як видно з рисунку хід кривих має неоднозначний характер. Так, для всіх кривих спостерігається підвищення та падіння температури. Це можна пояснити тим, що всередині ПТТ проходять різні процеси. В початковій стадії, при малих теплових потоках спостерігається монотонний зріст перепаду температур, що обумовлює передачу теплового потоку за рахунок конвекційної складової всередині ПТТ. Підвищенні рівня температури в зоні нагріву до граничної, при якій з'являється умова виникнення центрів пароутворення, інтенсивність теплообміну різко підвищується і перепад температур  $t_n - t_k$  суттєво зменшується. Але подальше підвищення теплового потоку приводить до монотонного зростання перепаду температур, що спостерігається при орієнтації ПТТ проти сил гравітації ( $\varphi = -90^\circ$ ). Сили тяжіння змушують підійматися парову фазу до зони нагріву, де підвищується паровміст і зменшується інтенсивність теплообміну. Тому вірогідність виникнення там нових центрів пароутворення зменшується і різниця температур між зонами нагріву і конденсації збільшується (крива 3).

Інша картина спостерігається при розташуванні ПТТ у вертикальному положенні ( $\varphi = 90^\circ$ ). Сили гравітації сприяють евакуації парових утворень з зони нагріву кипіння рідини спостерігається значно раніше. В експериментах це було зафіксовано при теплових потоках  $Q = (10 - 20)$  Вт. Подальший ріст теплового потоку приводив до збільшення центрів пароутворення і перепад температур  $t_n - t_k$  повільно зростав.

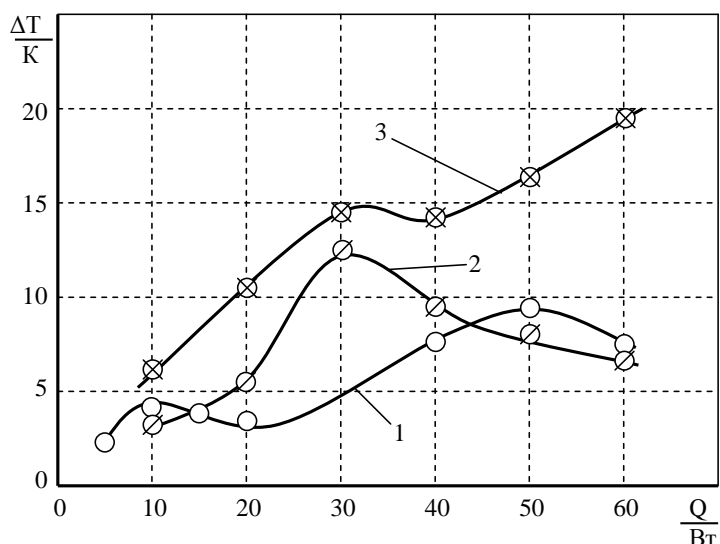


Рис. 5.7. Залежність перепаду температур між зонами нагріву та конденсації від теплового потоку при різній орієнтації ПТТ у просторі: 1 – вертикальне розташування у просторі ( $\varphi = 90^\circ$ ); 2 – горизонтальне положення ( $\varphi = 0^\circ$ ); 3 – положення ПТТ проти сил тяжіння ( $\varphi = -90^\circ$ ).

При горизонтальному положенні ( $\varphi = 0^\circ$ ) сили гравітації практично не впливали на внутрішні процеси в ПТТ і теплообмін проходив тільки за рахунок капілярних сил і дій центрів пароутворення. Однак початок кипіння затягувався в область теплових потоків  $Q = (30 - 40)$  Вт. В подальшому інтенсивність теплообміну була приблизно такою, як і при вертикальному розташуванні.

Вплив орієнтації у просторі на термічний опір ПТТ показано на рис.5.8. З рисунка видно, що в режимі конвекції при малих теплових потоках спостерігається незначний ріст термічного опору, але при кипінні він різко зменшується (крива 1, ( $\varphi = 90^\circ$ ) – вертикальне розташування). При

горизонтальному розташуванні такого явища не спостерігається (крива 2). Термічний опір при вертикальному розташуванні проти сил тяжіння ( $\varphi = -90^\circ$ ) з ростом теплового потоку монотонно знижується, але по відношенню до горизонтального розташування та вертикального по силам тяжіння, значення термічного опору збільшилося приблизно в два рази у всьому діапазоні теплових навантажень.

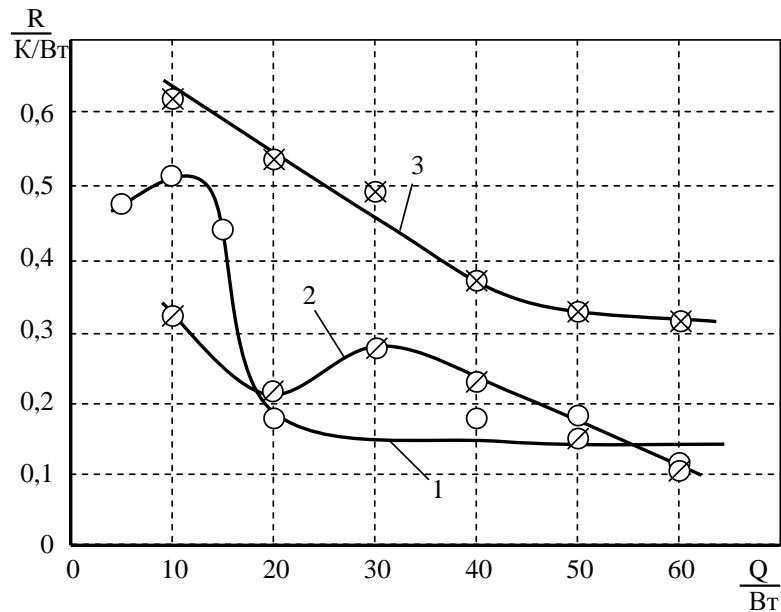


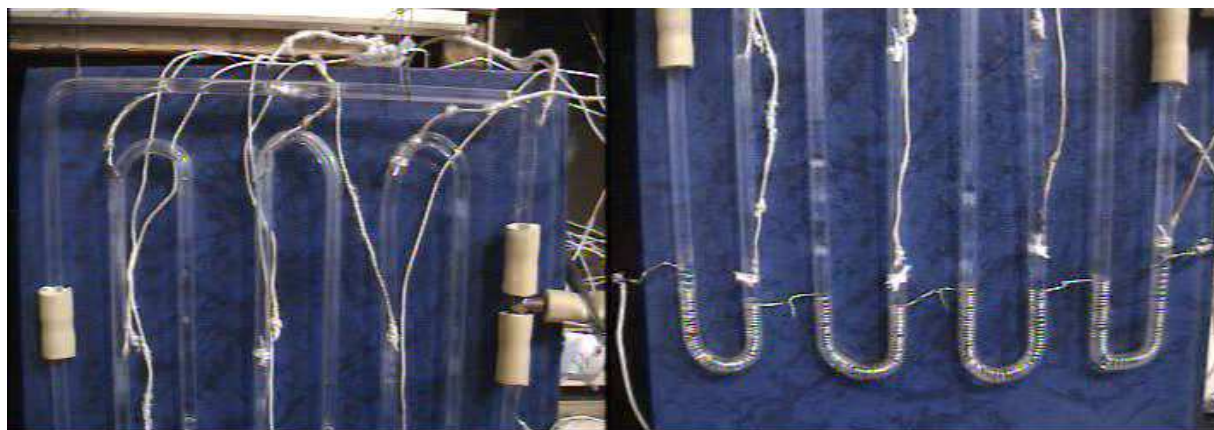
Рис. 5.8. Залежність термічного опору від теплового потоку при різній орієнтації ПТТ у просторі: 1 – вертикальне розташування у просторі ( $\varphi = 90^\circ$ ); 2 – горизонтальне положення ( $\varphi = 0^\circ$ ); 3 – положення ПТТ проти сил тяжіння ( $\varphi = -90^\circ$ ).

Таким чином, проведені дослідження показали, що розташування ПТТ у просторі впливає в основному на величину загального термічного опору ПТТ, що відображає інтенсивність процесів тепловіддачі в зонах нагріву і конденсації.

### 5.5 Дослідження впливу ступені заповнення на теплопередаючі характеристики пульсаційних теплових труб

Основними елементами експериментальної установки по дослідженню теплових режимів і характеристик конструкції на основі

ПТТ є: експериментальна ділянка; система підведення тепла до випарника; система вакуумування і заправлення теплоносієм; контрольно-вимірювальна апаратура. На рис. 5.9 показані зона конденсації (а) і зона випаровування (б) скляної ПТТ, оснащеною хромель-алюмелевими термопарами.



а)

б)

Рис. 5.9. Скло́на пульса́ційна тепло́ва тру́ба

Макет експериментальної ПТТ був виготовлений зі скляної трубки зовнішнім діаметром  $d_z = 5,5 \cdot 10^{-3}$  м, внутрішній діаметр  $d_v = 3,8 \cdot 10^{-3}$  м і являла собою змієвикову конструкцію у вигляді 4-х S-подібних петель, замкнених у єдиний об'єм. Загальна, висота трубки становила 0,217 м. Висота зони нагрівання становила  $30 \cdot 10^{-3}$  м, висота зони конденсації – 0,187 м, адіабатної (транспортної) зони в нашій експериментальній установці не було. Відвід теплоти в зоні конденсації здійснювався повітрям, при вільній конвекції. Температура з боку нагрівачів і температура трубок у зоні охолодження визначалася за допомогою хромель-алюмелевих термопар. Чотири термопари перебували в зоні нагріву, інші 9 термопар перебували у зоні конденсації (рис.5.10). Перед початком випробувань внутрішня порожнина змієвикової ПТТ очищалася і промивалася спиртом, а також проводилась перевірка на герметичність. Потім внутрішній об'єм ПТТ заправлявся теплоносієм і герметизувався. В

якості теплоносія використовувалася вода як найефективніший для роботи ПТТ із великими діаметрами. Ступінь заправлення ПТТ в експериментах становила 28%, 47%, 60% від внутрішнього об'єму. Нагрівач являв собою намотаний на ПТТ ніхромовий дріт (рис.5.9б).

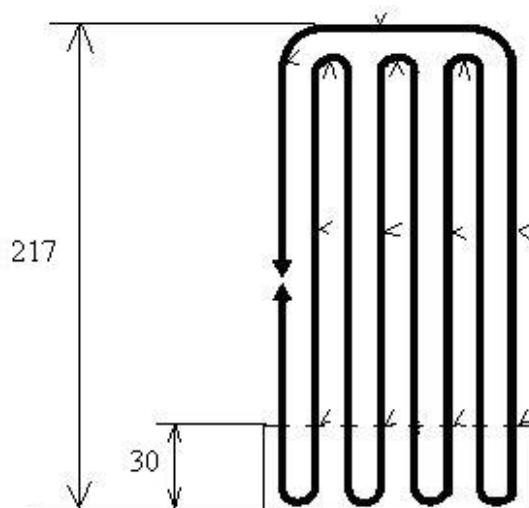


Рис. 5.10. Схема ПТТ із розміщеними на ній термopарами

Для перевірки теплопередаючої здатності ПТТ дотримувалися умови: температура навколишнього середовища становила  $+20^{\circ}\text{C} \pm 2^{\circ}\text{C}$ , а максимальна потужність, що підводилася досягала (70-80) Вт. З цією метою була створена конструкція експериментального стенду, що складалася з закритого боксу 8, де розташовувалася експериментальна конструкція (ПТТ) 1 (рис. 5.11).

В процесі досліджень коефіцієнт заповнення (КЗ) поступово змінювався від 27% до 60%. При кожному значенні КЗ вимірювалися такі показники:

- тепловий потік, що передавався;
- температури навколишнього середовища в боксі у двох місцях (внизу боксу і зверху);
- температури зовнішньої поверхні ПТТ:
  - у зонах нагріву в 4-х місцях;
  - у зоні конденсації в 9-ти місцях.

Всі зняті показники заносилися в таблицю і далі розраховували

термічний опір ПТТ при кожному фіксованому КЗ.

Тепловий потік підвищували доти, поки температура в зоні нагріву не досягала 120°C. Подальше підвищення температури було не бажано, тому що скляна трубка, з якої виготовлена ПТТ, могло не витримати високого теплового навантаження.

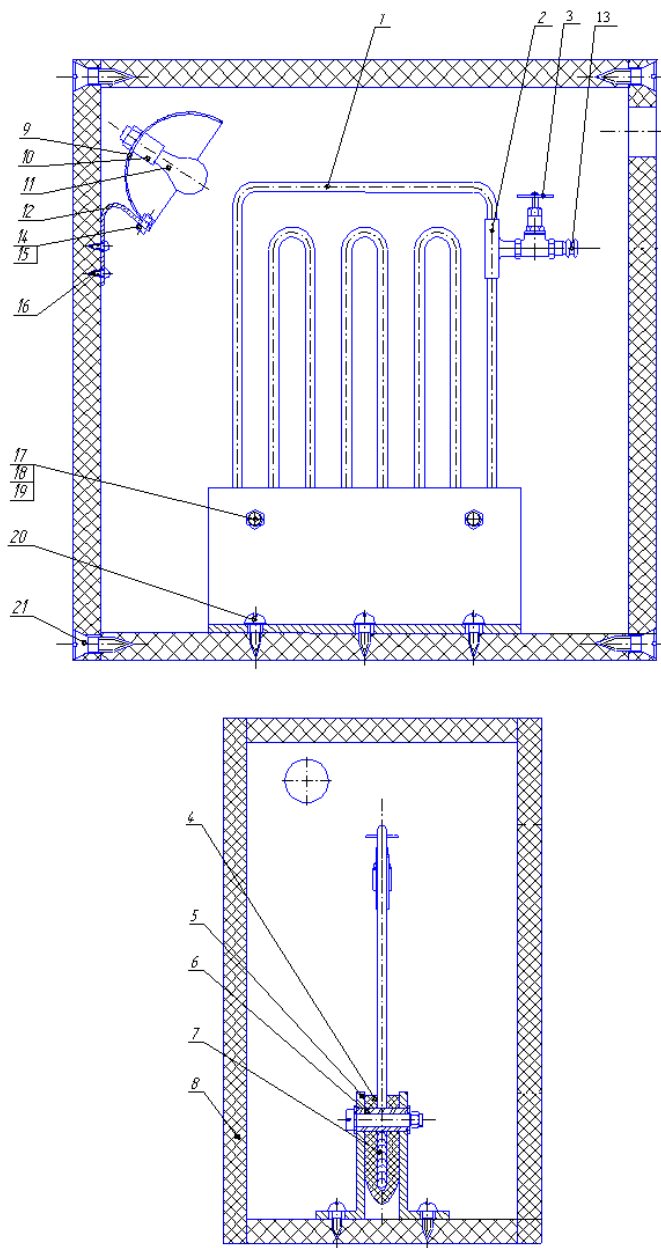


Рис. 5.11. Бокс із розташованою в ньому скляною ПТТ: 1 - ПТТ; 2 - трійник; 3 – вакуумний кран; 4 - ізоляція; 5 - опорні ніжки; 6 - керамічна трубка; 7 - нагрівач; 8 – бокс; 9 - ламповий відбивач; 10 – патрон; 11 - лампа; 12 - металева пластинка; 13 – наконечник; 14,17 – гвинт; 15,18 – гайка; 16,20,21 – шуруп.



Схема вимірювальної експериментальної установки показана на рисунку 5.12 і була аналогічна наведеної на рис.5.3.

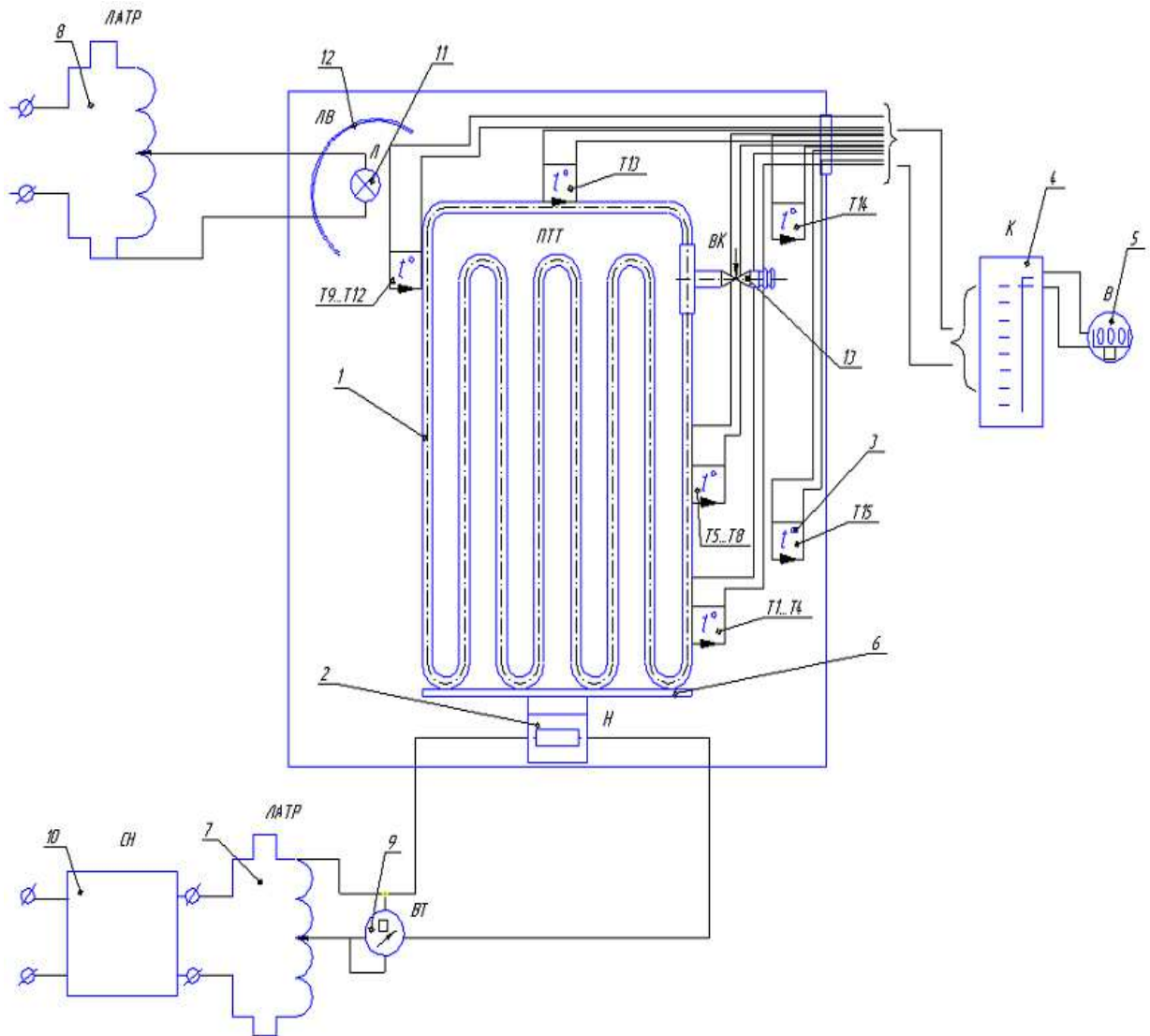


Рис. 5.12. Схема експериментальної установки: 1 – ПТТ; 2 - імітатор теплового навантаження (нагрівач); 3 - термопари для фіксації температури (хромель-алюмелеві); 4 - комутатор - перемикач термопар; 5 - мілівольтметр ЦР 7701-02; 6 – підставка 7,8 - лабораторний автотрансформатор ЛАТР - 2М; 9 – ватметр Д5088; 10 - стабілізатор напруги (СН-05); 11 – лампа; 12 – ламповий відбивач; 13 – вакуумний кран.

Дослідження проводили при вертикальному ( $\varphi = +90^\circ$ ) і горизонтальному ( $\varphi = 0^\circ$ ) розташуванні ПТТ у просторі. Проти сил

тяжіння скляна ПТТ не могла передавати тепловій потік, так як капілярні сили не були спроможні підняти рідину в зону нагріву.

Вплив орієнтації у просторі такої плоскої скляної ПТТ було визначено при  $K3 = 60\%$ .

Дослідження показало, що при малих теплових потоках спостерігався ріст температури в зоні нагріву  $t_H$  при практично постійній температурі зони конденсації  $t_K$ . В результаті перепад температур між зонами підвищувався.

Активация перших центрів пароутворення в якої - не будь з петель зони нагріву приводила к виносу перегрітої рідини зону конденсації, і перепад температур між зонами різко падав. Подальший зріст теплового потоку приводило до монотонного зниження  $\Delta t = t_H - t_K$  (рис.5.13).

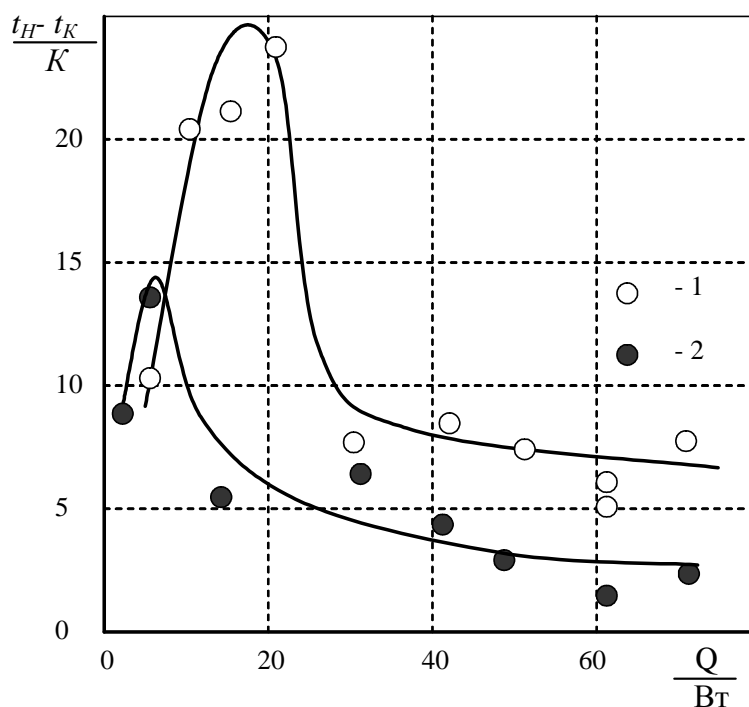


Рис. 5.13. Залежність перепаду температур між зонами нагріву і конденсації ПТТ: Розташування: 1 – горизонтальне; 2 – вертикальне.

Сили гравітації також мали вплив на цей процес. Причому при горизонтальному розташуванні ПТТ перепад температур був вище, ніж при вертикальному. Візуальні спостереження показали, що з підвищенням теплового навантаження кількість пульсацій в петлях збільшувалося, а об'єм

рідкої фази зменшувався. Процес теплообміну при малих теплових навантаженнях здійснювався в межах індивідуальних каналів, як в термосифоні. Рух теплоносія по всім петлям не спостерігався. І тільки при вищих теплових потоках періодично снаряди рідкої фази здійснювали почти круговий рух по ПТТ спочатку в одну, а потім в другу сторони.

Як уже було раніше позначено, експеримент проводився при рівномірному збільшенні теплового потоку. При подачі потужності 5Вт спостерігається утворення перших зародків пазирів в одній з трубок ПТТ. Але виникнення перших центрів пароутворення не приводило до суттєвого руху снаряда рідини. Температура в зоні нагріву із часом збільшувалася. При цьому виникали інші центри паротворення, які надавали руху всьому теплоносієві в ПТТ. Це приводило до того, що температура в зоні нагріву, з відривом бульбашки, різко падла, а в зоні конденсації - збільшувалася. Після закінчення імпульсу температура в зоні нагріву починала збільшуватися, і процес повторювався. Імпульси вибухового кипіння повторювалися через різні проміжки часу, іноді через (1-2) хвилини, а іноді через кожні 20 секунд.

При збільшенні теплового потоку до 15 Вт процес протікав аналогічно вищесказаному. Але рівень температури вже був більше, а інтервали часу між імпульсами були менше, приблизно через (5-10) секунд. Рух снарядів проходив то в одну то в іншу сторону. Збільшуючи тепловий потік до 60Вт коливання руху снарядів відбувалося значно частіше й набагато швидше. Якщо раніше ми спостерігали незначні поштовхи при відриві бульбашки, то тепер снаряд проходив через весь виток створюючи неперервний кільцевий потік. Кількість коливань приблизно становить 15 коливань у хвилину.

При горизонтальному розміщенні ПТТ при коефіцієнті заповнення 60% були замічені особливості в роботі ПТТ на відміну від вертикального розміщення. При тепловому потоці (30-45) Вт періодичні пульсації підривного характеру супроводжувалися механічним рухом ПТТ. Аж до максимально навантаження спостерігалася нестійкість роботи ПТТ, хоча кількість центрів пароутворення збільшувалася.

Вплив орієнтації у просторі на термічний опір ПТТ при  $KЗ = 6\%$  показано на рис.5.14.

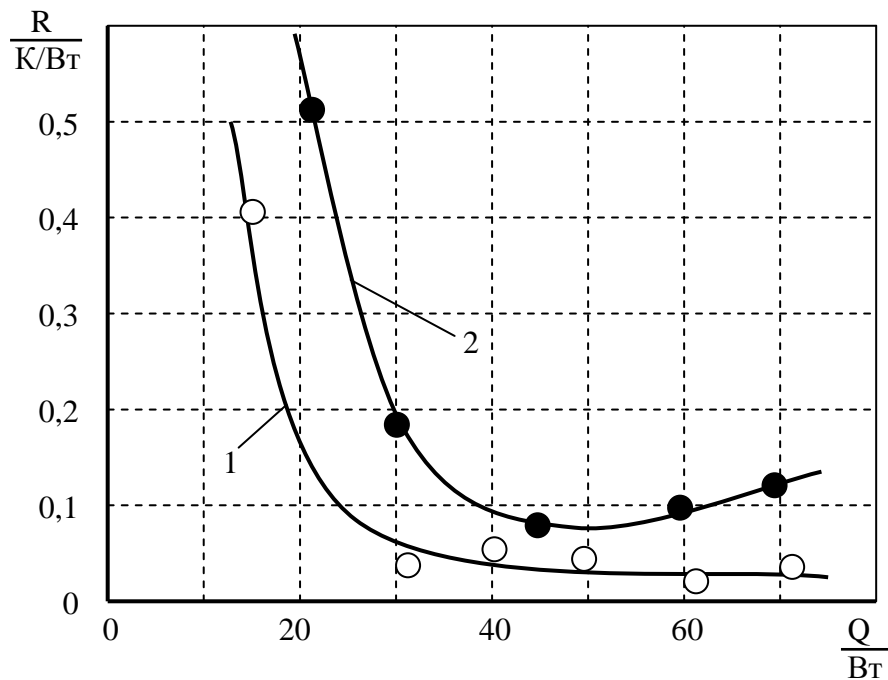


Рис. 5.14. Залежність величини термічного опору від теплового потоку для горизонтального й вертикального розміщення ПТТ ( $KЗ = 60\%$ ): 1 - вертикальне розміщення; 2 - горизонтальне розміщення.

При вертикальному положенні термічний опір суттєво зменшується уже при 20 Вт і далі монотонно знижується до мінімальних значень  $R = 0,01$  К/Вт. В той же час при горизонтальному розташуванні зменшення термічного опору спостерігається до теплових потоків приблизно  $Q = (40-50)$  Вт, а потім термічний опір починає збільшуватися, що свідчило про погіршення теплопередаючих характеристик ПТТ. При мінімальному значенні термічного опору ( $R \sim 0,08$  К/Вт) спостерігався максимальний тепловий потік, що може відвести ПТТ при горизонтальному розташуванні  $Q_{\max} = (45-50)$  Вт.

Зменшення кількості теплоносія в ПТТ до  $KЗ = 47\%$  інтенсифікує процеси теплопереносу і підвищує теплопередаючі характеристики (рис.5.15). Початок дії центрів пароутворення, що приводить до суттєвого зменшення термічного опору, уже спостерігається при теплових потоках  $Q <$

20 Вт. Слід визначити, що запуск роботи ПТТ при малих режимах теплопідводу ще недостатньо вивчено, тому цьому слід приділити більше уваги. Це зв'язано з тим, що при малих теплових потоках ПТТ передає теплову енергію практично за рахунок конвекції, а також за рахунок теплопровідності матеріалу теплової труби. При цьому температура зони нагріву може підвищуватися до значень, при яких прилад, що охолоджується не може працювати, а взагалі і вийти з ладу. Тому необхідно знайти засоби, при котрих уже при незначних теплових навантаженнях в середині ПТТ можна було би активізувати дію центрів пароутворення. К одному з таких засобів відноситься пошук оптимального заповнення ПТТ теплоносієм.

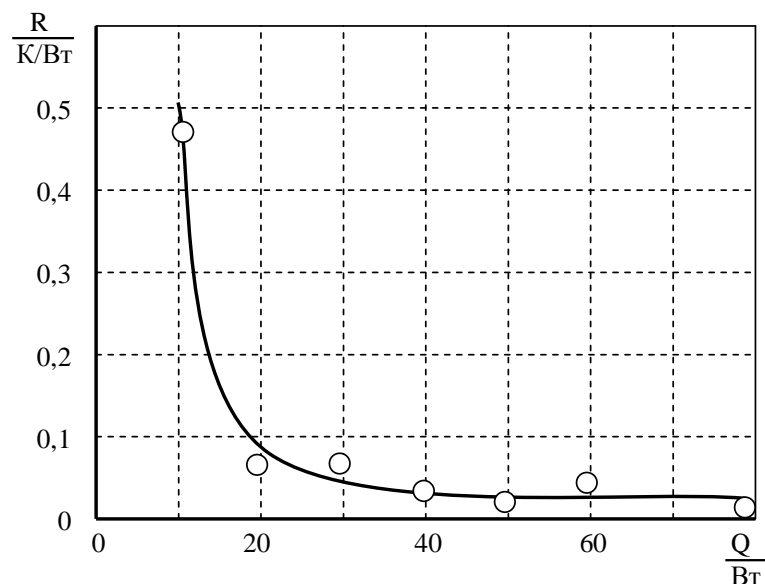


Рис. 5.15. Залежність величини термічного опору від теплового потоку для вертикального розміщення ПТТ ( $KЗ=47\%$ ).

Як видно з рисунку 5.15 початок інтенсивного теплопідводу припадає на теплові потоки  $Q < 20$  Вт. В той же час при заповненні ПТТ теплоносієм на 60% інтенсивний теплопідвід починається при  $Q = 30$  Вт.

Залежність термічного опору ПТТ від теплового потоку при зменшенні кількості теплоносія до  $KЗ = 28\%$  показано на рис. 5.16. Тут також характер кривій не змінюється, але значення термічного опору вище, ніж при  $KЗ=60\%$  і значно вище ніж при  $KЗ = 47\%$ . Максимум теплового потоку, що передається припадає на  $Q = 40$  Вт.

Значення термічного опору  $R$  відображають процеси, які відбуваються всередині ПТТ. При відсутності дії центрів пароутворення значення  $R$  лежать в діапазоні  $(2 - 3) \text{ К/Вт}$ . Інтенсивне пароутворення приводило к зниженню термічного опору приблизно на порядок.

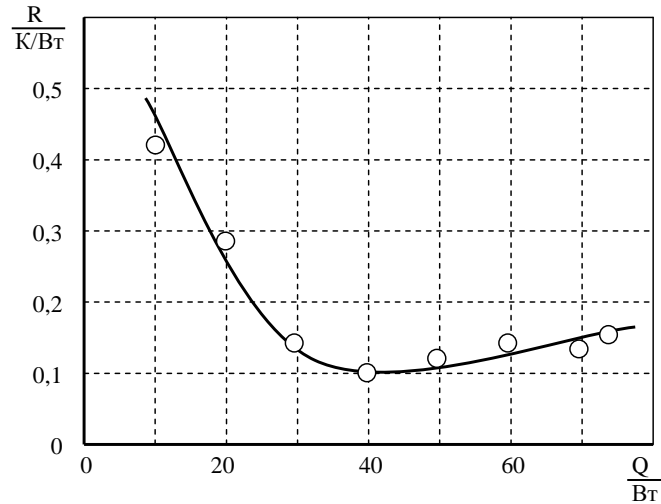


Рис. 5.16. Залежність величини термічного опору від теплового потоку для вертикального розміщення ПТТ ( $K3 = 28\%$ ).

Якщо розглянути попередні рисунки то видно, що на значення термічного опору впливала ступінь заповнення теплоносієм (рис.5.17).

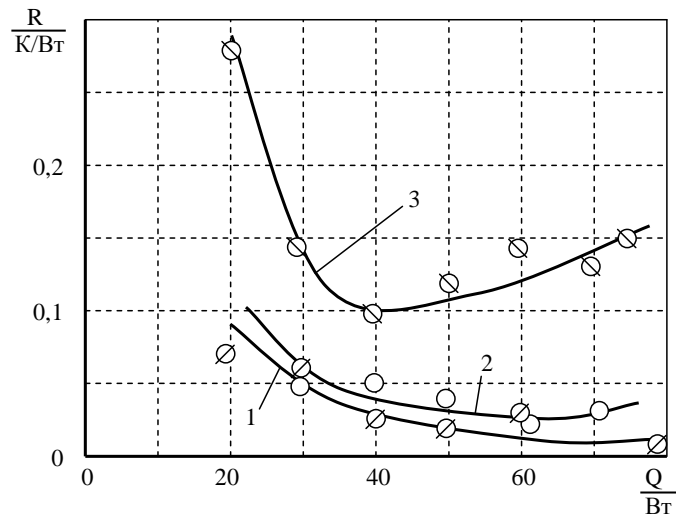


Рис. 5.17. Залежність величини термічного опору від теплового потоку для вертикального розміщення ПТТ: 1 –  $K3 = 47\%$ ; 2 –  $K3 = 60\%$ ; 3 –  $K3 = 28\%$ .

Експериментально отримано, що при однаковому підведеному тепловому потоку найменший термічний опір спостерігався при  $KЗ = 47\%$  (рис.5.18).

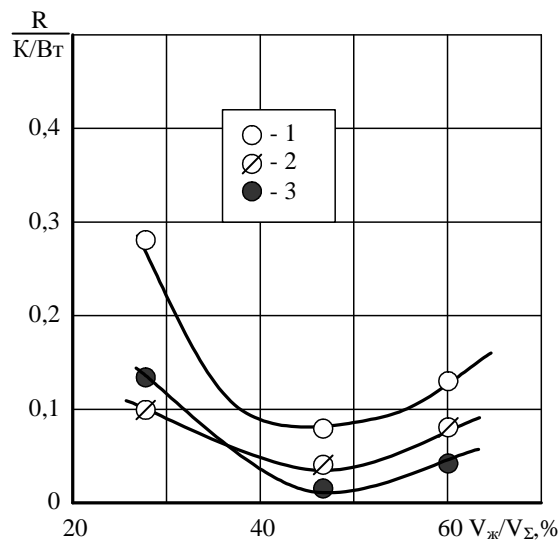


Рис. 5.18. Залежність термічного опору від ступені заповнення ПТТ: 1 –  $Q = 20\text{Вт}$ ; 2 –  $Q = 40\text{Вт}$ ; 3 –  $Q = 60\text{Вт}$ .

Таким чином оптимальна ступінь заповнення теплоносієм була на рівні приблизно 50%. Це підтверджується і даними інших авторів [63,67]. Зменшення кількості теплоносія  $< 50\%$ , а також збільшення його  $> 50\%$  приводило до значного зростання термічного опору і погіршенню теплопередаючих характеристик ПТТ.

## 5.6 Вплив орієнтації у просторі на термічний опір пульсаційних капілярних теплових труб

Дослідження термічного опору проводилося на макеті експериментальної ПТТ, який був виконано з мідній трубки з внутрішнім діаметром  $d_{BH} = 1,0 \cdot 10^{-3}$  м и зовнішнім діаметром  $d_{HAP} = 2,0 \cdot 10^{-3}$  м. Трубка загальною довжиною 1,865 м була зогнута и представляла собою змієвиковою конструкцію в вигляді 7 петель, замкнених в єдиний об'єм (рис. 5.20). Загальна висота ПТТ складала 0,11 м. Висота зони нагріву дорівнювала  $50 \cdot 10^{-3}$  м мм, зони транспорту –  $35 \cdot 10^{-3}$  м, а зони конденсації –  $45 \cdot 10^{-3}$  м.

Температурне поле ПТТ вимірялось мідь-константовими термопарами, показання яких в режимі реального часу виводилися на екран персонального комп'ютера (ПК) через аналогово-цифровий перетворювач. Такий устрій дозволяло неперервно на протязі всього експерименту спостерігати зміну температурного поля ПТТ, а також фіксувати момент начала пульсацій температури.

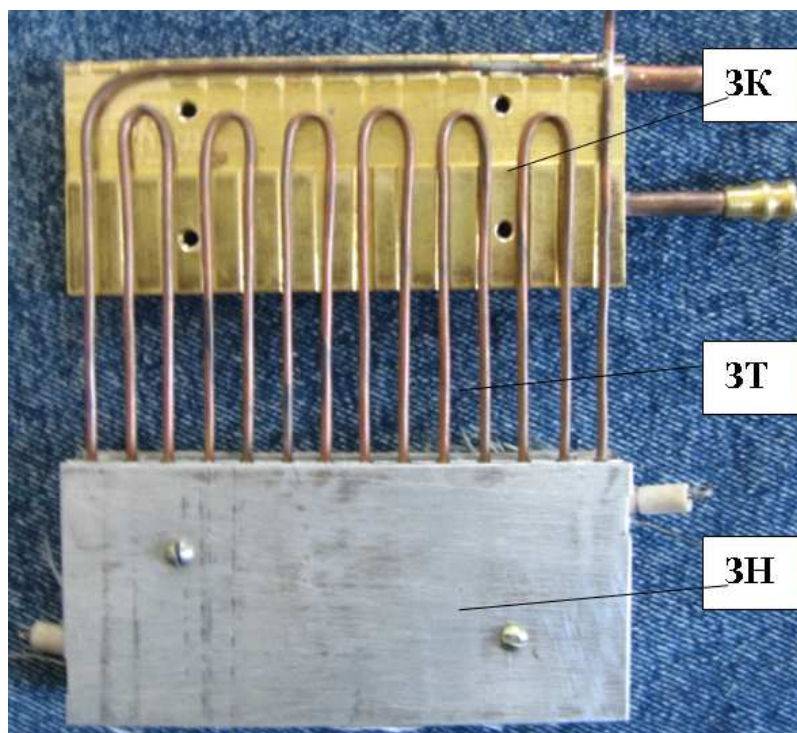


Рис. 5.20. Макет експериментальної ПТТ: ЗН – зона нагріву; ЗТ – зона транспорту; ЗК – зона конденсації.

Перед началом дослідження внутрішня частина ПТТ очищалася і дегазувалася з послідуною перевіркою на герметичність. Після цього ПТТ вакуумувалася за допомогою спеціально обладнаного вакуумного стенда [126]. Заправка ПТТ теплоносієм проводилася на цьому ж стенді. В якості теплоносія використовувалася дистильована деаерована вода, ступінь заповнення складала 50% від внутрішнього об'єму ПТТ.

Схема експериментальної установки для дослідження теплопередавальних характеристик ПТТ представлена на рис.5.21 і аналогічна представленим на рис. 5.3 і рис. 5.13. Підвід теплоти к зоні нагріву здійснювався за допомогою нагрівача спеціальної конструкції, який



складався з двох частинок, між якими розташовувалася ПТТ. Зона конденсації також представляла собою конструкцію з двох окремих пластин з припаяними трубками, по яким подавалася охолоджувальна вода з напірного бака. Для зменшення термічного опору між ПТТ і електричного нагрівачем, а також між ПТТ і конденсатором наносилася теплопровідна паста КПТ-8. подача теплового потоку на електричний нагрівач проводилась за допомогою ЛАТРа РНО-250-2-М і вимірювалася ватметром Д5088 с класом точності 0,2.

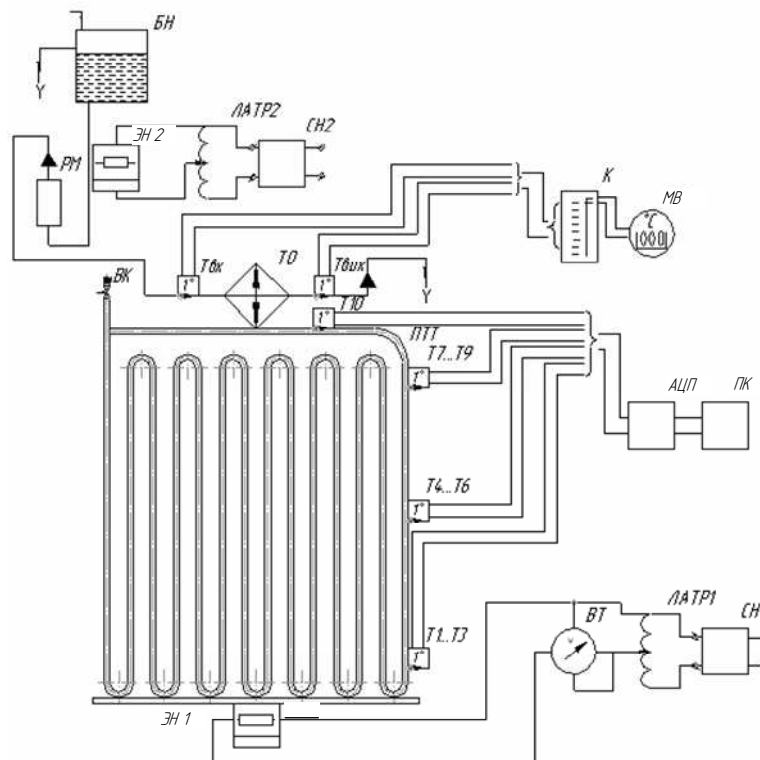


Рис. 5.21. Принципіальна схема експериментальної установки: ВК – вакуумний кран; ВТ – ватметр; БН – напірний бак; К – комутатор; ПК – персональний комп'ютер; ЛАТР – лабораторний автотрансформатор; ЭН – електричний нагрівач; МВ – мілівольтметр; ПТТ – пульсаційна тепла труба; РМ – ротаметр; СН – стабілізатор напругі; T1...T10 – мідь-константанові термомпари; T<sub>вх</sub>, T<sub>вых</sub> – хромель-алюмелеві термомпари; ТО – теплообмінник; АЦП – аналогово-цифровий перетворювач.

Для забезпечення постійної температури води на вході в конденсатор  $t_{BX}$  (від 20°C до 40°C) охолоджувальна рідина прогрівалась за допомогою

ніхромового нагрівача ЭН 2, намотаного на опускную трубку. Витрата охолоджувальної рідини  $G$  фіксувалася витратоміром РМ. Температура охолоджувальної рідини вимірялася хромель-алюмелевими термопарами на входе  $t_{BX}$  в конденсатор и на виході  $t_{BLYX}$  з нього. Якщо знаємо витрату води  $G$ , різницю температур між входом и виходом конденсатора и теплоємність води  $C_p$  для даного діапазону температур, розраховувався реальний тепловий потік, що відводиться:

$$Q_{OTB} = G \cdot C_p \cdot (t_{BLYX} - t_{BX}). \quad (5.4)$$

С ціллю мінімізації теплових утрат в навколишню середу робоча ділянка тепло ізолювалася базальтовим волокном.

По значенням середніх температур в зонах нагріву и конденсації, а також величині реального теплового потоку (5.5), в подальшому розраховувався термічний опір:

$$R_{ПТТ} = \frac{\Delta t}{Q_{OTB}} = \frac{\overline{t_{3H}} - \overline{t_{3K}}}{Q_{OTB}}, \quad (5.5)$$

де  $\overline{t_{3H}}$  и  $\overline{t_{3K}}$  - відповідно, середні температури в зонах нагріву и конденсації:

$$\overline{t_{3H}} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 t_i, \quad (5.6)$$

$$\overline{t_{3K}} = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 t_j, \quad (5.7)$$

де  $i$  – номери термопар в зоні нагріву,  $j$  – номери термопар в зоні конденсації.

Проведені дослідження показали, що початок ефективної роботи ПТТ наступав тільки після підвода деякого теплового потоку, при якому активувалися центри пароутворення в зоні нагріву. До цього температура зони нагріву ПТТ монотонно підвищувалася до сталого стану (рис.5.22,а).

При малих теплових навантаженнях вихід на сталий режим досягав (30 ... 40) хв. і характеризувався великими перепадами температур між зонами нагріву и конденсації (до  $180^0\text{C}$ ). Після початку активації перших центрів

пароутворення, в результаті виштовхування частини теплоносія в зону конденсації, перепад температур між зонами теплообміну різко знижався приблизно в три рази. Вихід на сталий режим був мінімальним и не перевищував 2-х хв. (рис.5.22,б).

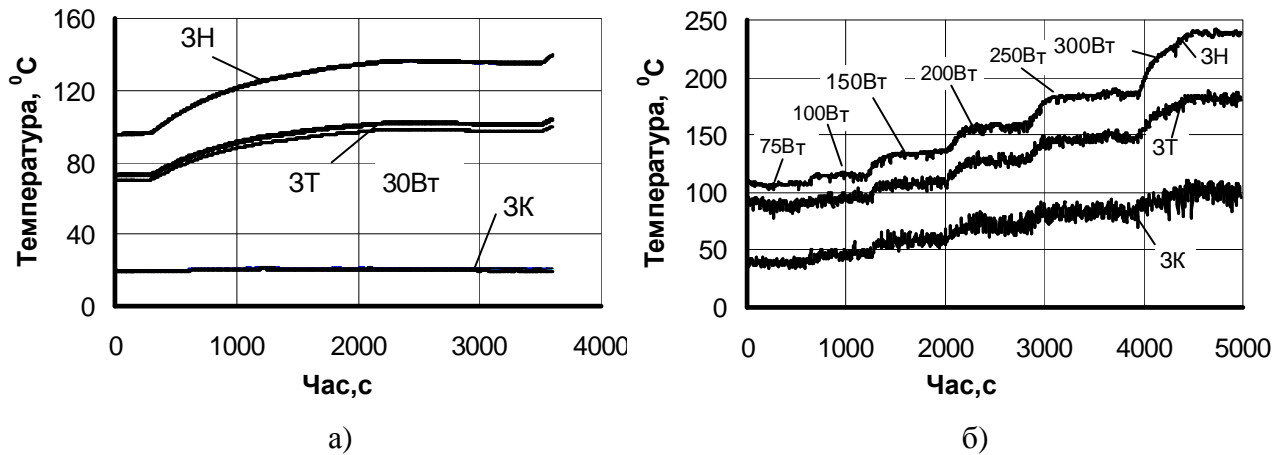


Рис. 5.22. Вихід ПТТ на сталий режим: а – до початку пульсацій (малі значення  $Q$ ); б – після початку пульсацій (середні і високі значення  $Q$ ).

Режими теплопередачі в ПТТ можна умовно розділити на два (рис.5.23). Перший режим охоплює низькі теплові потоки и характеризується теплопереносом за рахунок, в основному, теплопровідністю стінки и конвекції парової и рідкої фаз. В цьому режимі при малих теплових навантаженнях іноді спостерігалися незначні коливання температур в зоні транспорту. Вони були зв'язані, вірогідно, з розширенням парової фази і витісненням теплих стовпів рідини з зони нагріву в зону транспорту, і поступовому її розігріву. В зоні нагріву і зоні транспорту температура монотонно зростала, в той же час як в зоні конденсації вона оставалась практично постійною. Це добре видно на рис.5.22 в області першого режиму. Температура ПТТ в зоні конденсації підвищувалася максимум на  $2^{\circ}\text{C}$ , в той же час як в зоні нагріву зріст температури складав десятки градусів Цельсія. Інтенсивність тепловіддачі при цьому в зоні нагріву була порівняльне низкою ( $<200\text{Вт}/\text{м}^2\text{K}$ ). В цьому режимі ПТТ практично не передавала теплову енергію.

Начало другого режиму характеризувалось різким зниженням температури зон нагріву и транспорту при одночасному стрибку температури в зоні конденсації. Інтенсивність тепловіддачі в зоні нагріву різко зростала приблизно в п'ять разів. При цьому появлялись пульсації температур у всіх зонах ПТТ, що свідчило об активації центрів пароутворення в зоні нагріву.

В результаті зростання парової бульбашки виникала рушійна інерційна сила, яка виштовхувала нагріту рідину в зону конденсації, де частина парової фази конденсувалась. Оскільки ПТТ є замкненою системою, то холодна рідина з зони конденсації пересувалася в зону нагріву сусідню петлю. Такі процеси періодично повторялись в залежності від густини теплового потоку і інтенсивності охолодження зони конденсації.

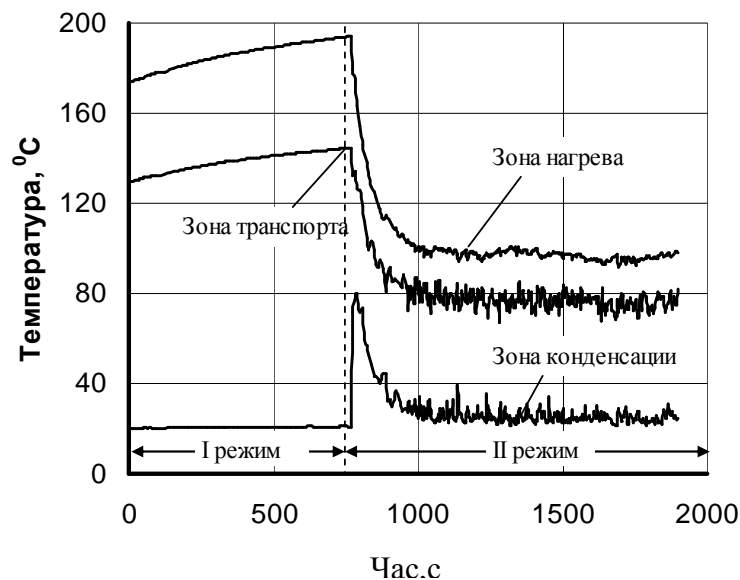


Рис. 5.23. Залежність температури ПТТ від часу.

Перехід від першого режиму роботи до другого супроводжувався нестабільною роботою ПТТ (рис.5.24). При цьому всередині ПТТ відбувалися наступні процеси. Температура стінки в зоні нагріву суттєво перевищувала температуру насичення, яка визначалася по тиску всередині ПТТ. Взагалі визначати тиск в теплових трубах по середньому значенню температури в адіабатній зоні (в пульсаційних теплових трубах це також правомірно). В даному випадку це зона транспорту. Тиск насичення в ПТТ

при температурі  $20^{\circ}\text{C}$  не перевищувало  $2,3 \cdot 10^3 \text{Па}$ , що на два порядку нижче атмосферного. По мірі збільшення теплового потоку воно зростало.

Для активації центра пароутворення на внутрішній тепловіддаючій поверхні зони нагріву ПТТ необхідно створити деякий перегрів рідини в порівнянні з температурою насичення. В перегрітому граничному шарі зародження і начало зросту парового пузиря відбувається при деякій мінімальної різниці між температурою поверхні нагріву  $T_{cm}$  і температурою насичення рідини  $T_s$ . Зв'язок перепаду температур  $\Delta T_{cm}$  з критичним радіусом зародка  $R_k$  описується наступною залежністю [62,63]:

$$T_{cm} - T_s = \Delta T_{cm} = \frac{2\sigma T_s}{r\rho''R_k}, \quad (5.8)$$

де  $R_k$  – критичний радіус парового пузиря, м.

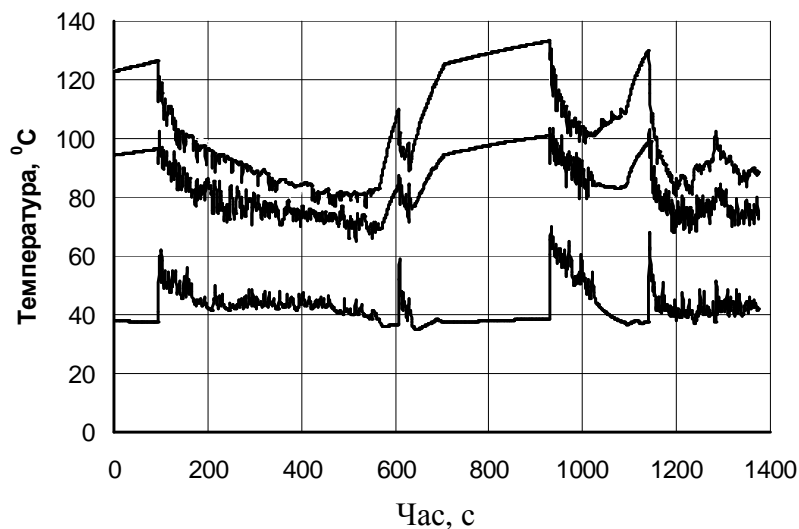


Рис. 5.24. Характерна картина переходу від першого режиму роботи до другого

Звичайно критичний радіус парового пузиря приймається рівним розміру западини на шорсткій поверхні. Чим нижче рівень шорсткості, тим більший перегрів необхідно створити, щоб активізувати центр пароутворення і режим з конвективного, з низкою інтенсивністю теплообміну, перейшов в пухирковий з високими коефіцієнтами тепловіддачі.

Залежність (5.8) справедлива лише для рівномірно перегрітої рідини. В реальних умовах кипіння рідини на поверхні нагріву ця залежність дає занижені результати. Процес зародження парового пузиря в стислих умовах, які мають місце в ПТТ, відрізняється від умов кипіння в великому об'ємі. К найбільш суттєвим відмінностям також можна віднести той факт, що зона нагріву заповнена лише частково рідкою фазою. В залежності від коефіцієнта заповнення теплоносієм довжина ділянок рідкою и парової фаз всередині ПТТ може бути різною. В зоні нагріву по всієї вірогідності довжини парових фаз можуть бути більше, чім рідкою. При умовах ідеального змочування на ділянках з паровою фазою можна передбачати існування тонкого мікрошару рідини, з якого інтенсивно випаровується теплоносіє. Кількість теплоти  $Q$ , що передається в парову фазу через тонкий мікрошар рідини, згідно закону Фур'є, визначається наступною залежністю:

$$Q = \frac{\lambda_{жс}}{\delta_{м.с.}} F \Delta t, \quad (5.9)$$

где  $\lambda_{жс}$ - коефіцієнт теплопровідності мікрошару рідини, Вт/(м·К);  $\delta_{м.с.}$ - товщина мікрошару рідини, м;  $F$  – площа поверхні теплообміну, м<sup>2</sup>;  $\Delta t$  – перепад температур по товщині мікрошару, °С.

Так як товщина мікрошару рідини  $\delta_{м.с.}$  мала (від одиниць до десятків мікрон), то ці ділянки с паровою фазою можуть відводити достатньо великі теплові потоки. Відбувався як би перетік теплоносія з ділянки с рідкою фазою в паровий простір, що заважало формування умов виникнення центрів пароутворення в рідкому стовпці. Наявність таких умов теплообміну, а також малого тиску і дії капілярних сил приводило к збільшенню перепаду температур начала кипіння  $\Delta T_{ст.}$ . Дійсно, на рис.5.24 видно, що начало активації перших центрів пароутворення, відбулося при  $\Delta T_{ст.} \approx 30^\circ\text{C}$ . Далі пульсаційний характер роботи ПТТ супроводжувався монотонним зниженням середніх температур зон нагріву и транспорту, в той час як в зоні

конденсації середня температура оставалась приблизно на одному рівні. Тиск всередині ПТТ знижувався, що в кінцевому підсумку приводило к припиненню діяльності центрів пароутворення. Умови передачі теплової енергії по довжині ПТТ погіршувалися, и починалося підвищення температури в зоні нагріву до значень  $\Delta T_{cm}$ , при яких знову виникав паровий пузир. Такі періодичні зміни характеру теплообміну продовжувались в зоні перехідного режиму. Збільшення теплового потоку приводило к стабільному переходу в другій режим роботи ПТТ, коли пульсації температури спостерігалися у всіх зонах впритул до максимальних теплових потоків.

В результаті розрахунків були отримані залежності термічного опору ПТТ от теплового потоку, що передається. Вони представлені на рис. 5.25. З рисунка видно, що при високих значеннях теплового потоку зміна  $G$  и  $t_{BX}$  не оказувало якого - то суттєвого впливу на величину и характер залежності термічного опору. Це відповідало другому режиму роботи ПТТ. Значення термічних опорів в цьому режимі монотонно знижались до максимальних теплових потоків и не перевищували  $0,4^{\circ}\text{C}/\text{Вт}$ .

При невеликих теплових потоках спостерігалися високі значення термічних опорів, що відповідало першому режиму роботи ПТТ. Перехід від першого режиму до другого залежав від режимних параметрів (температури води на входе в конденсатор  $t_{BX}$  и витрати  $G$ ). Збільшення температури води  $t_{BX}$  сприяло переходу роботи ПТТ з режиму конвекції до пульсаційного при менших теплових потоках. Це зв'язано с тим, що збільшення температури в зоні конденсації приводило к підвищенню тиску насичення в ПТТ и відповідно до зниженню  $\Delta T_{cm}$ , тобто к активації центрів пароутворення уже при невеликих теплових потоках. Точно такий же вплив оказувало и підвищення витрати охолоджувальної рідини  $G$ .

Поряд з режимними факторами на величину термічного опору також впливають и внутрішній діаметр ПТТ  $d_{BH}$ , кількість петель, довжини зон нагріву и конденсації, розташування у просторі і теплофізичні властивості теплоносія [51,71,85].

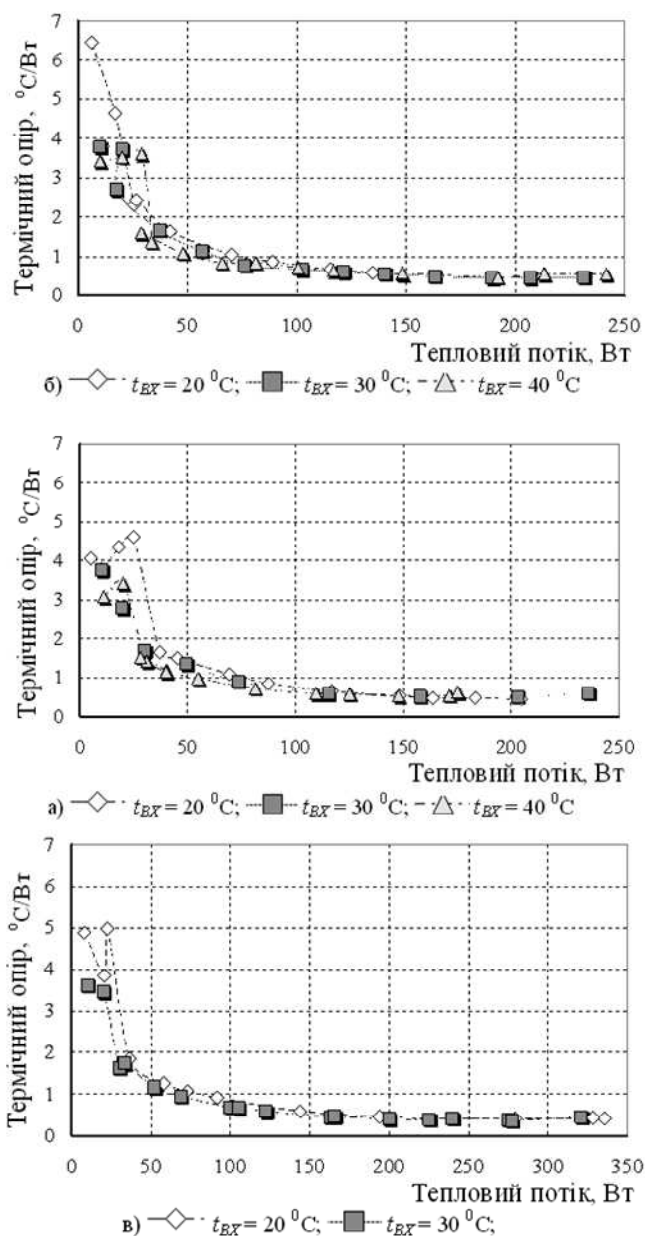


Рис. 5.25. Залежність термічного опору ПТТ від теплового потоку: а)  $G = 1,7 \cdot 10^{-3}$  кг/с; б)  $G = 2,6 \cdot 10^{-3}$  кг/с; в)  $G = 4,6 \cdot 10^{-3}$  кг/с

Для порівняння з даними цього дослідження на рис.5.26 представлені результати робіт [72,73] и [74], в яких ПТТ були виготовлені з приблизно однаковими внутрішніми діаметрами.



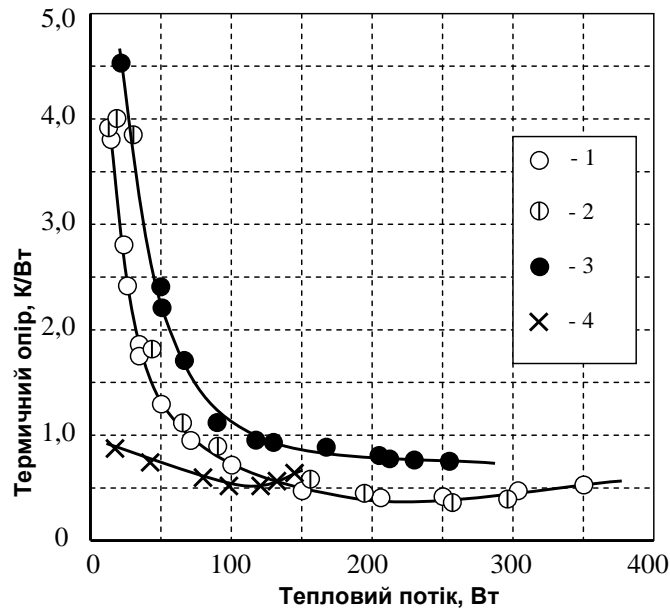


Рис. 5.26. Залежність термічного опору від теплового потоку: 1, 2 – дані експерименту (7 витків,  $d_{BH} = 1 \cdot 10^{-3}$  м); 3 – дані [72,73] (4 витка,  $d_{BH} = 0,96 \cdot 10^{-3}$  м); 4 – дані [74] (5 витків,  $d_{BH} = 1,3 \cdot 10^{-3}$  м)

Як видно з рис.5.26, спостерігається деякий вплив  $d_{BH}$ . С підвищенням  $d_{BH}$  термічний опір ледве знижується. Однак при відсутності точних даних проведення експериментів в [72,73] и [74] неможна однозначно визначити вплив того чи іншого фактора на теплопередавальні характеристики ПТТ. Розбіг даних може бути наслідком різних конструкцій ПТТ и особливостями в проведенні експериментів.

## 5.7 Капілярна пульсаційна тепла труба в умовах дії вібраційних навантажень

При вивченні теплових режимів при кипінні у системі “тверде тіло – рідина” дає можливість визначити зв’язок між тепловими потоками і відповідними температурними тисками, що є інтегральною оцінкою інтенсивності тепловіддачі. Зараз досить повно вивчено вплив великої кількості факторів на режим теплообміну та гідродинаміки біля джерела тепла. У прикладному аспекті є дуже велика зацікавленість вивчення

робочих режимів ПТТ, як одних з найбільш ефективних теплопередаючих пристроїв де має місце вибуховий режим кипіння. Вимагання постійного підвищення інтенсифікації теплопередачі у промисловому обладнанні у свою чергу вимагає вивчення впливу таких різних факторів як механічні дії та конструктивні особливості на тепломасообмін при кипінні у капілярних ПТТ.

Вплив на систему “тверде тіло – рідина” нестационарних силових полів періодичної інтенсивності, які викликають коливання тиску у рідині та механічні переміщення (вібрацію) поверхні нагріву, можуть суттєво змінювати характер залежності  $q$  від  $\Delta T$ . Вплив хвиль тиску на процеси переносу теплоти є дуже значним, а в деяких випадках і визначальним.

Якщо розглядати ПТТ при дії вібраційних навантажень то можна побачить, що вона є складною механічною системою. Така нелінійна система коливань має складні зв'язки і розосередженні параметри. Наявність розосереджених по всьому об'єму снарядів теплоносія вносить у цю складну систему додаткову невизначеність. Кожна молекула рідини, а також снаряди рідини мають різну резонансну частоту власних коливань. На цей процес ще надається відбиток підвід теплової потужності у зоні випарювання та відвід теплоти у зоні конденсації.

Таким чином ця складна механічна система має цілий спектр резонансних частот, перевагу однієї над другою трудно оцінити. Також точні аналітичні методи дослідження таких систем у теперішній час ще не розроблені. Тому для практики звичайно запроваджують спрощення, завдяки яким дослідна система зводиться до деякої моделі. Ця модель посідає зосередженими параметрами і дуже обмеженими ступенями свободи. Моделювання такої системи дозволяє виявити основні залежності, які можуть мати складні системи. Однак ці залежності дають тільки характерні напрямки впливу коливань на основні фізичні характеристики процесів, які мають місце у складних системах.

Для ПТТ важливими характеристиками становлять тепловий потік, що передається  $Q$  та термічний опір  $R$ . Також суттєвим є значення температури у

зоні випарювання, оскільки елементи мікроелектронної техніки мають допустимі температури, перевищення яких може привести до виходу мікроелементів із ладу. Функціонування мікроелектронної апаратури з системою охолодження на базі ПТТ в умовах вібраційних перевантажень вносить значну невизначеність у робочі характеристики як самої апаратури так і системи охолодження. Так як мікроелектронна техніка в основному базується на напівпровідникових елементах, які, як правило, не мають рухаючі частини, то прогнозування впливу вібраційних навантажень на них є досить однозначним і може бути вирішено аналітично. Як було показано раніше ПТТ – це досить складна система, яка не піддається аналітичному вирішенню впливу вібраційних навантажень на теплопередаючі характеристики. Тому для більш менш надійного прогнозування такого впливу необхідно мати велику статистику випробувань ПТТ в умовах вібраційних коливань різної амплітуди і частоти.

#### 5.8 Експериментальне обладнання і методика проведення випробувань

Дослідження впливу вібрацій на процеси теплопередаючі характеристики у ПТТ проводилося на вібростенді, який показано на рис.5.27.



Рис. 5.27. Вібростенд для дослідження впливу вібрацій на теплопередаючі характеристики ПТТ.

Експериментальним зразком слугувала мідна ПТТ з внутрішнім діаметром  $1 \cdot 10^{-3}$  м змійовикової конструкції у вигляді семи S-подібних замкнених витків. В якості теплоносія була обрана вода. Довжина зони нагріву складала  $50 \cdot 10^{-3}$  м, зони конденсації –  $45 \cdot 10^{-3}$  м. Транспортна зона дорівнювала  $35 \cdot 10^{-3}$  м (рис.5.28).

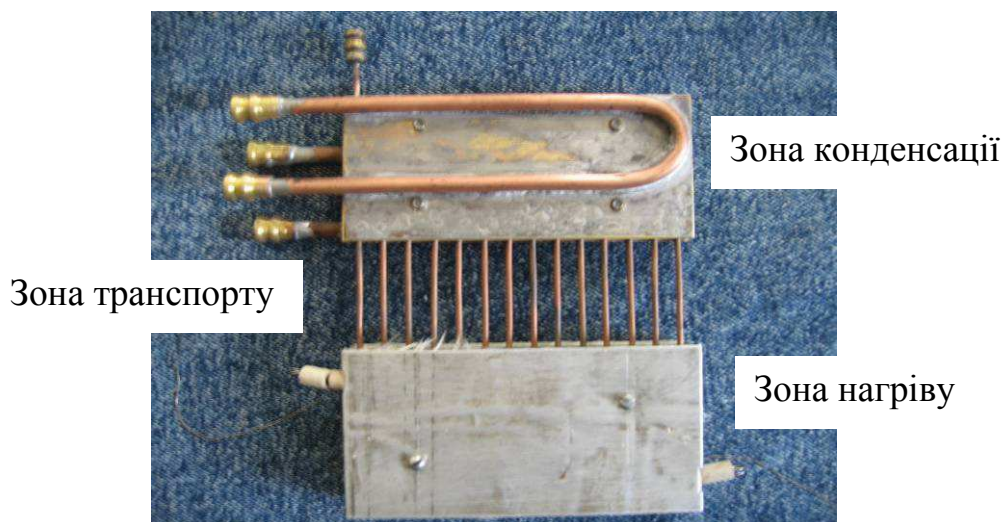


Рис. 5.28. Експериментальний зразок пульсаційної капілярної теплової труби з нагрівачем та конденсатором.

Виготовлена ПТТ монтувалася на стенді за допомогою спеціальних затисків, які дозволяли міцно тримати експериментальний зразок ПТТ різних режимах вібрації (рис.5.29).

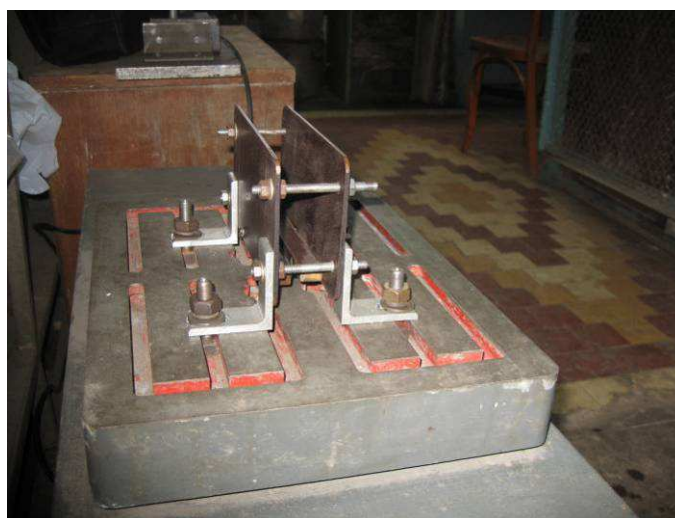


Рис. 5.29. Конструкція закріплення ПТТ на вібростенді.

Дослідження теплопередаючих характеристик в умовах вібрації проводилося на стенді, який показано на рис.5.30.

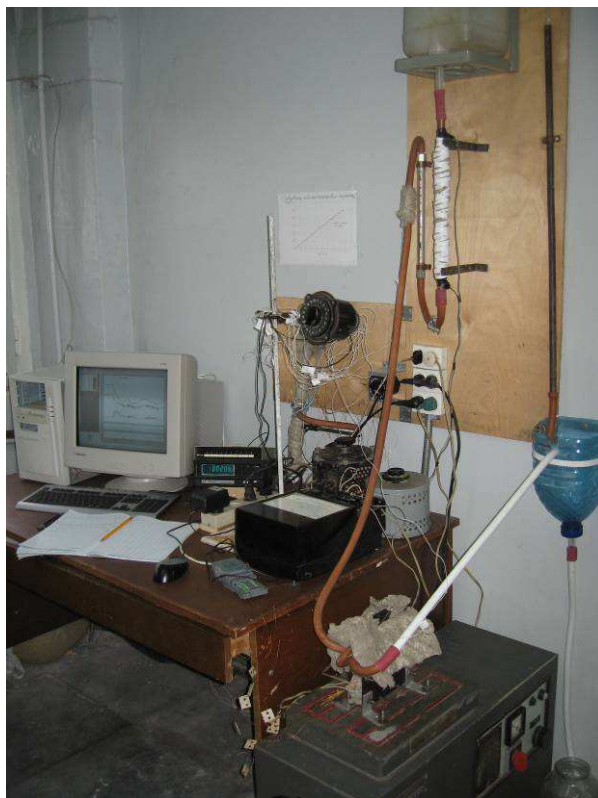


Рис. 5.30. Експериментальна установка для дослідження робочих характеристик ПТТ.

Схема вимірювань принципово не відрізнялася від двох попередніх. Тільки в даному випадку зона конденсації омивалася водою з напірного баку і контролювалася за допомогою рідинного ротаметра. Вхідна температура рідини в конденсатор підтримувалася постійною і контролювалася за допомогою цифрового приладу ЦР 7701-2. Температура в зонах теплообміну вимірювалася мідь-константовими термопарами. Термопари розташовувалися в середині зон рівномірно по три в кожній. Сигнал з термопар підключався до електронного перемикача і далі поступав на персональний комп'ютер, на екрані монітора якого в реальному часі висвітлювалися зміни температури одразу всіх зон. На рис.5.31 показано коливання температури всіх зон при тепловому потоку 40 Вт при вимкненому вібростенді (частота коливань 0 Гц).

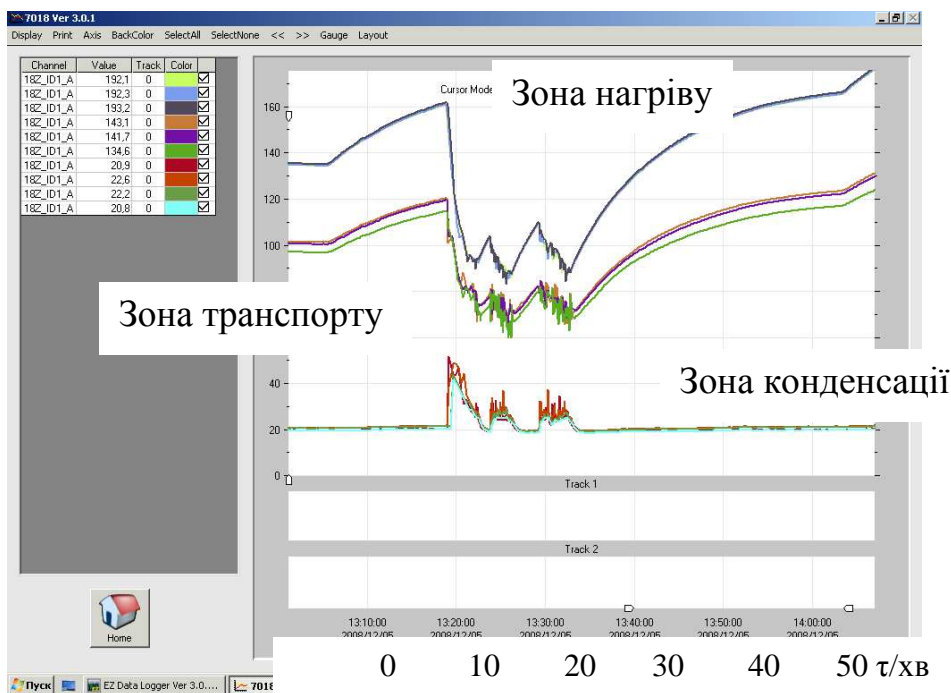


Рис. 5.31. Розподіл температури по зонам ПТТ.

На рис.5.31 показано початок дії центрів пароутворення при тепловому потоці 40Вт. При цьому спостерігається різке падіння температур в зонах нагріву і транспорту. В зоні конденсації температура різко підвищувалася. Таки коливання температур спостерігалися приблизно 15 хвилин, а потім коливання температур завершувалося і в зонах нагріву і транспорту температура монотонно підіймалася до свого стаціонарного режиму. В зоні нагріву вона досягла  $160^{\circ}\text{C}$ . При проведенні повторного експерименту (рис.5.32) в точно таких же умовах, кипіння почалося також при тепловому потоці 40Вт, але потім знову припинилося. Температура в зоні нагріву також досягла  $160^{\circ}\text{C}$ , але потім знову запрацювали центри пароутворення і почалися пульсаційні явища. І далі з підвищенням теплового потоку до 125 Вт температури всіх зон не припиняли пульсації.

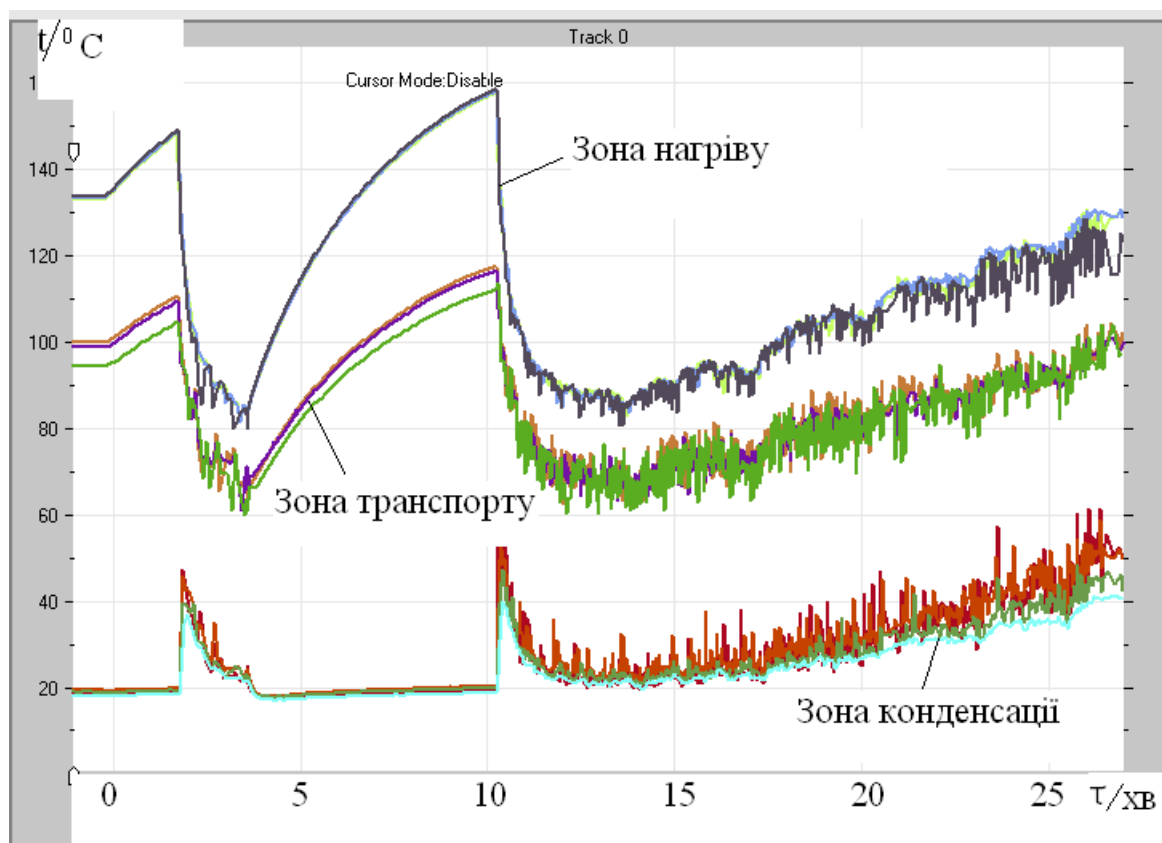


Рис. 5.32. Залежність температури від часу з підвищенням теплового потоку від 40 Вт до 125Вт.

Умовно роботу ПТТ можна розділити на два режими.

Перший охоплює низькі теплові потоки і характеризується теплопереносом за рахунок, в основному, теплопровідності стінки і конвекції, тому термічний опір має високі значення. При цьому режимі ще не відбувається кипіння і центри пароутворення неактивні.

Другий режим характеризується стабільною роботою ПТТ, коли теплопереніс здійснюється за рахунок кипіння теплоносія і активного його руху у вигляді пульсацій. На початку переходу до другого пульсаційного режиму різко зменшується термічний опір і покращується теплопередача.

Зовнішні механічні коливання незначно впливають на температурне поле ПТТ, але дуже сприяють тому, що початок пульсацій відбувається за менших теплових потоків. Тобто за допомогою вібрацій швидше встановлюється стаціонарний режим роботи ПТТ при малих теплових потоках (рис. 5.33).



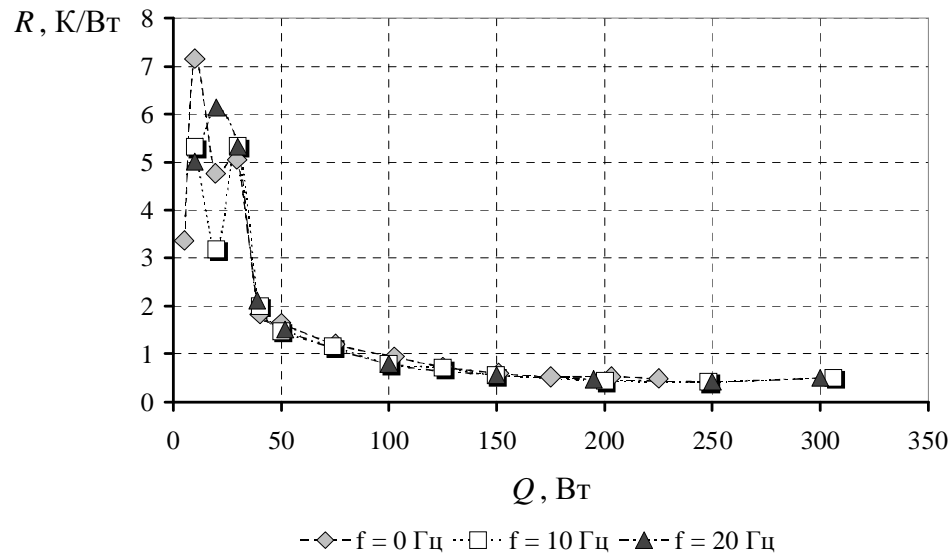


Рис. 5.33. Залежність термічного опору ПТТ від підведеного теплового потоку при різних частотах механічних коливань

Пульсації починаються приблизно з 40 Вт і термічний опір не перевищує (1-2) К/Вт. Високі значення термічного опору при низьких теплових потоках зумовлені вибором теплоносія – води, яка має дуже великий вплив капілярних сил в трубках малого діаметру. На відміну від традиційних теплових труб (принаймні, з капілярно-пористою структурою у вигляді канавок), де коливання перешкоджатимуть переносу маси, а отже й тепла, в ПТТ теплопередача навпаки інтенсифікується.

При збільшенні частоти й амплітуди коливань зменшується значення підведеного теплового потоку, необхідного для стабільної роботи ПТТ. Так, якщо за звичайних умов роботи без вібрацій до ПТТ необхідно підвести 50Вт для виходу на стаціонарний режим, то для частоти 10 Гц це значення знижується до 40 Вт, а для частоти приблизно 40 Гц – до (20-25) Вт.

## 5.9 Математична модель механізму впливу вібрацій на тепломасообмінні процеси в ПТТ

Можливий механізм впливу вібрацій на тепломасообмінні процеси в термосифонах і при кипінні розглядався в [128 - 133]. Цей механізм



зводиться до обліку зміни кута змочування внаслідок переміщення твердої стінки щодо пари в паровій бульбії. У ПТТ також як і у термосифоні проходить зміна кута змочування, але це трапляється для кожного окремого снаряду рідини, які рівномірно розташовані по всьому її об'єму.

Зміна кількості рідини, що випаровується, і рух окремих паро - рідинних систем під впливом вібрацій визначається відповідним рішенням гідродинамічної задачі. Рух твердої поверхні відносно міжфазної границі по стінки труби визначається законом коливань

$$x = A \sin(\omega\tau)$$

так само швидкість шару рідини

$$w_{\omega} = A \omega \cos(\omega\tau)$$

Тверда шорсткувата стінка, що рухається в одну сторону, захоплює рідину за рахунок змочування. Напрямок вібраційного прискорення (у порівнянні з напрямком сили ваги) визначає величину «витягування», тобто збільшення поверхні меніска, що випаровується. При русі в протилежну сторону має місце осушення частини поверхні. Таким чином, поверхня меніска в кожному окремому снаряді деформується в залежності від величини вібраційного прискорення, шорсткості твердої стінки, в'язкості рідини, кута змочування, поверхні натягу, напрямку сили ваги. Такий якісний механізм впливу вібрацій виникає з аналізу експериментальних даних по впливі величини амплітуди вібрацій на зміну ефективності теплопередаючих властивостей термосифонів, а також пульсуючих теплових труб. Розглянемо задачу в загальній постановці. У припущенні малої товщини рідини, що захоплюється стінкою, у кінцевих частин меніска плин рідини є плоским, що описується рівнянням Нав'є-Стокса:

$$\nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = \frac{\partial w}{\partial \tau}, \quad (5.10)$$

де  $w$  – швидкість шару рідини, що переміщається,  $\text{м/с}$ ;  $\nu$  – кінематична в'язкість,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $\tau$  – час,  $\text{с}$ ;  $y$  – координата,  $\text{м}$ .

Граничні умови розглянутої задачі записуються в такому виді:

при  $\tau = 0$ :  $w = 0$  для  $0 \leq y \leq \infty$ ;

при  $\tau > 0$ :  $w = w_R = A\omega \cos(\omega\tau)$  для  $y = 0$ ;

при  $\tau > 0$ :  $w = 0$  для  $y = \infty$ .

Рішення рівняння (5.10) можна знайти за допомогою перетворення Лапласа за аналогією з рішенням [14]:

$$w(y, \tau) = \frac{Ay\omega}{2\sqrt{\pi\nu}} \int_0^\tau \frac{\cos(\omega t) \exp\left[-\frac{y^2}{4\nu(\tau-t)}\right]}{\sqrt{(\tau-t)^3}} dt, \quad (5.11)$$

де  $t$  – перемінна інтегрування.

Впливаючи з [25], уведемо допущення про нерозривність потоку маси рідини, що протікає через прикордонний шар, тобто використовуємо умову рівності витрат рідини праворуч і ліворуч для плоскої задачі:

$$\delta_0 w_w = \int_0^\infty w(y, \tau) dy, \quad (5.12)$$

де  $\delta_0$  – товщина шару, що захоплюється.

Ліва частина цього рівняння являє собою витрату рідини через мікрошар, що захоплюється стінкою, що рухається, зі швидкістю стінки  $w_w$  (без прослизання). Права частина представляє витрату рідини, що втікає в цей мікрошар. Величина  $\delta$  відповідно до теорії прикордонного шару дорівнює товщині витиснення прикордонного шару  $\vartheta_w$  і визначає товщину мікрошару в момент його утворення. Параметр  $\vartheta_w$  визначається профілем швидкості  $w(y)$  при плинні напівнескінченної маси рідини біля стінки, що набігає зі швидкістю  $w_w$ . Перепишемо (5.3) у такий спосіб:

$$\delta = \frac{1}{w_w} \int_0^{\infty} w dy \quad . \quad (5.13)$$

Підставляючи сюди рішення (5.11) одержуємо співвідношення

$$\delta = \frac{A \omega}{2 w_w \sqrt{\pi \nu}} \int_0^{\infty} y \int_0^{\tau} \frac{\cos(\omega t) \exp\left[-\frac{y^2}{4\nu(\tau-t)}\right]}{\sqrt{(\tau-t)^3}} dt dy \quad (5.14)$$

Після інтегрування по  $y$  це вираження приводиться до наступного виду

$$\delta = \frac{A \omega}{w_w \sqrt{\pi \nu}} \int_0^{\tau} \frac{\cos(\omega t)}{\sqrt{(\tau-t)}} dt \quad (5.15)$$

Уводимо нову перемінну  $z = \tau - t$ . Тоді (5.15) записується в такий спосіб

$$\delta = \frac{A \omega}{w_w} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} \int_{\tau}^0 \frac{\cos(\omega \tau) \cos(\omega z) + \sin(\omega \tau) \sin(\omega z)}{\sqrt{z}} dz \quad (5.16)$$

Цей інтеграл розпадається на два

$$\delta = \frac{A \omega}{w_w} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} \left\{ \cos(\omega \tau) \int_{\tau}^0 \frac{\cos(\omega z)}{\sqrt{\omega z}} d(\omega z) + \sin(\omega \tau) \int_{\tau}^0 \frac{\sin(\omega z)}{\sqrt{\omega z}} d(\omega z) \right\} \quad (5.17)$$

і зводиться до синуса і косинуса інтегралу Френеля (чи може бути обчислений приблизно після розкладання тригонометричних функцій у ряд)

$$\delta \approx 2 A \sqrt{\frac{\omega \tau}{w_w}} \sqrt{2 \nu \left[ 1 - (\omega \tau)^2 \right]}, \quad (5.18)$$

де  $w_w = A \omega \cos(\omega \tau)$ .

Якщо немає повернення плівки у вихідне положення, то ми маємо збільшення поверхні меніска, тобто поверхні, з яким відбувається випар рідини. Знаючи  $\delta$ , можна знайти з геометричних побудов зміну кута змочування і поверхні меніска. Таким чином, приблизно ефективність вібраційних діянь може визначатися наступною формулою

$$\eta = 1 + \frac{A \cos^2 \theta}{r_k \left( 2 - \frac{\theta}{45} \right)} \quad (5.19)$$

Як видно, проблема визначення механізму впливу вібрацій на тепломасообмінні процеси в ПТТ дуже складна і вимагає свого подальшого вивчення як теоретично так і експериментально.

## 5.10 Висновки по розділу 5

Таким чином вплив вібраційного навантаження на теплопередаючі характеристики ПТТ не має однозначної відповіді. Тому можна зробити наступні висновки.

1. Роботу ПТТ можна умовно розділити на 2 режими, кожен з яких має свої особливості тепломасопереносу:

- режим конвекційно-кондуктивного теплообміну, при якому теплота передається за рахунок теплопровідності стінки та конвекції теплоносія;
- режим пульсаційної роботи, при якому теплопередача здійснюється за рахунок дії центрів пароутворення.

Наявність пульсацій теплоносія властива лише другому режиму роботи ПТТ, який за своїми характеристиками є оптимальним. Термічний опір ПТТ при роботі в пульсаційному режимі теплопередачі на порядок менший, ніж при роботі в конвекційному.

2. Пускові характеристики ПТТ кращі для великих значень пускових потужностей, ніж для малих, оскільки ПТТ одразу виходить на оптимальний другий режим.

3. Зовнішні механічні вібрації незначним чином впливають на температурне поле ПТТ, проте дуже сприяють тому, що другий режим роботи настає при менших значеннях підведеного теплового потоку. Так, якщо за звичайних умов роботи без вібрацій до ПТТ необхідно підвести 50 Вт для переходу до другого режиму роботи, то для частоти 10 Гц це значення знижується до 40 Вт, а для частоти приблизно 40 Гц – до 20-25 Вт. Зі збільшенням частоти зовнішніх вібрацій зростають амплітуди коливання температур в зонах нагріву та конденсації ПТТ. Це покращує теплопередачу за рахунок більш активного руху теплоносія.

4. У результаті рішення задачі про математичну модель впливу вібрацій на тепломасобмінні процеси в ПТТ отримане вираження для коефіцієнта ефективності вібраційних діянь.

## РОЗДІЛ 6

### СИСТЕМИ ОХОЛОДЖЕННЯ НА ОСНОВІ ВИПАРОВУВАЛЬНО – КОНДЕНСАЦІЙНОГО ЦИКЛУ

Вибір мініатюрних випаровувально - конденсаційних системи (ТС, МТТ, ПТТ) у якості основи при проектуванні систем охолодження має наступні незаперечні переваги при вирішенні основних проблем термостабілізації електронних приладів.

1. Обмежені розміри. У деяких розробках, габаритні розміри приладів, що потребують зовнішнього охолодження, не дозволяють ефективно використовувати пряме обдування повітрям. В цій ситуації, мініатюрні випаровувально - конденсаційні системи охолодження використовуються для відведення теплоти, що виділяється приладом, в зону, де її можливо утилізувати за допомогою природної чи вимушеної конвекції.

2. Відсутність енергоспоживання. Надлишкова теплота від приладу передається мініатюрними випаровувально - конденсаційними системами без використання додаткових джерел енергії.

3. Мала шумність систем охолодження. При переході на відвід теплоти за допомогою природної конвекції з використанням таких мініатюрних систем охолодження не виникає шумових ефектів. Використання їх разом з мініатюрним вентилятором, у випадку неможливості застосування природної конвекції, також значно знижує рівень шуму системи охолодження у порівнянні з традиційними системами.

4. Можливість охолодження в герметичних умовах. В деяких випадках пристрій, що охолоджується знаходиться в герметичній зоні, яка захищає його від впливу оточуючого середовища. В таких випадках, відведення теплоти повинно виконуватися через герметичний вивід. Мініатюрні теплові труби забезпечують можливість відводу теплоти в таких умовах.

5. Створення нормальних умов роботи приладів у застійних зонах. В деяких випадках електронні прилади розміщені у зонах з недостатньою

циркуляцією повітря або взагалі без неї. У цьому випадку ТС, МТТ і ПТТ можуть використовуватися для передачі теплового потоку в зону з нормальними умовами циркуляції охолоджуючого повітря.

6. Мала вага систем охолодження. Розміщення на друкованій платі радіатора великої маси може викликати надмірне навантаження на основу плати, що може призвести до її деформації або навіть пошкодження. Найкращий варіант розв'язання проблеми це застосування охолоджуючого пристрою, який має низькій термічний опір та малу вагу. Малогабаритні показники радіаторів, що використовуються для термостабілізації сучасних комп'ютерних компонентів збільшуються одночасно зі збільшенням теплового навантаження. Використання МТТ для відведення теплоти за межі корпусу комп'ютера дозволило суттєво зменшити габарити та масу системи охолодження.

#### 6.1 Система охолодження процесора герметичного комп'ютера

На основі проведених досліджень були розроблені деякі конструкції систем охолодження на основі випарно-конденсаційного циклу. На рис. 6.1 представлено систему охолодження герметичного промислового комп'ютера.

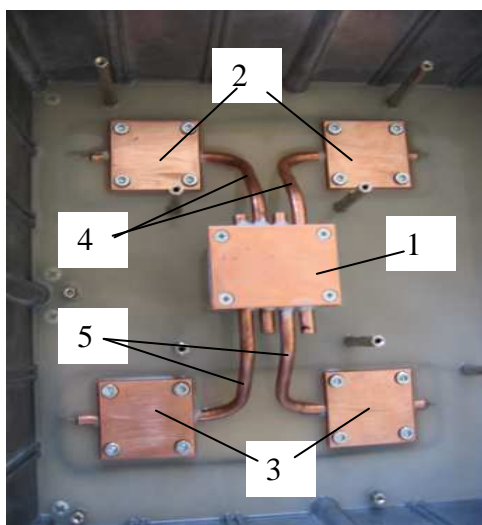


Рис. 6.1. Фотографія системи охолодження на основі мініатюрних теплових труб (4 шт. МТТ діаметром  $6 \cdot 10^{-3}$  м і довжиною 0,175 м): 1 – зона нагріву; 2,3 – верхня и нижня зони відводу теплоти; 4,5 – МТТ.

Система охолодження складається з чотирьох мініатюрних теплових труб діаметром  $6 \cdot 10^{-3}$  м. Всі теплові труби вертикально розташовані у просторі. Дві повинні передавати тепловий потік коли зони конденсації розташовані вище зон нагріву. В цьому положенні такі мініатюрні теплові труби можуть передати тепловий потік до 200 Вт при мінімальному термічному опорі до 0,1 К/Вт. Дві інших теплові труби повинні передавати тепловий потік проти сил тяжіння. В цьому випадку їх теплопередавальна спроможність значно нижча за інших. Однак вони можуть передавати тепловий потік проти сил тяжіння до 100 Вт при термічному опорі до 0,3 К/Вт. Якщо процесор такого промислового комп'ютера виділяє потужність не більше 100 Вт, то така система охолодження з великим запасом може забезпечити його температурний режим при самих жорстких умовах експлуатації.

Оскільки пористість внутрішньої структури МТТ, які передають теплоту наверх ( $+90^0$ ) і МТТ, які передають її униз ( $-90^0$ ), різна і вибрана з умов компенсації впливу сил гравітації на характеристики теплопередачі, то пористість внутрішньої структури їх вибирається з наступної умови:

$$\frac{2\sigma}{R_B} + \rho g h_B = \frac{2\sigma}{R_H} - \rho g h_H, \quad (6.1)$$

де  $\rho$  – густина теплоносія;  $g$  – прискорення сили тяжіння;  $R_B$  – радіус пор в капілярної структури МТТ спрямованих наверх;  $R_H$  – радіус пор в капілярної структури МТТ, спрямованих униз;  $h_B$ ,  $h_H$  – висоти наверх і униз від середини зони нагріву до середини зон відводу теплоти.

При умові, що  $h_B = h_H = h = l_{ef}$ , тоді радіус пор для структури, яка повинна переборювати сили тяжіння буде дорівнювати:

$$R_H = \frac{R_B \sigma}{\sigma + \rho g l_{ef} R_B}. \quad (6.2)$$



Так, для  $R_B = 55 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ , що відповідає пористості 90%, в залежності від  $l_{ef}$  радіус пор для МТТ спрямованих униз показано на рис.6.2.

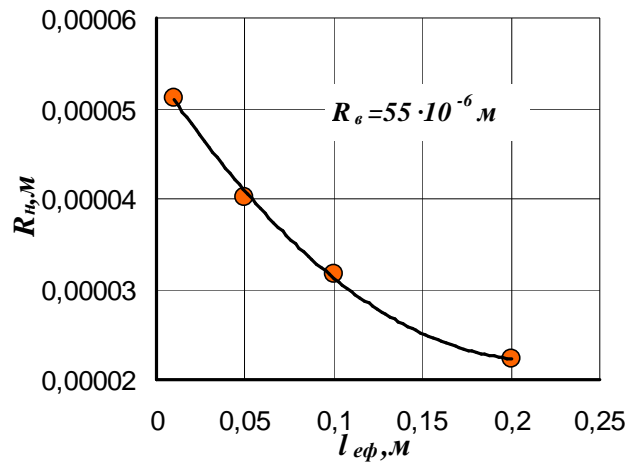


Рис. 6.2. Залежність  $R_H = f(l_{ef})$  для МТТ спрямованих униз.

Для отримання однакових теплопередавальних характеристик при збільшенні  $l_{ef}$  пористість капілярної структури МТТ спрямованих униз повинна знижуватися. Так, для  $l_{ef} = 0,2 \text{ м}$  пористість таких МТТ не повинна перевищувати 62%. При цьому досягається практично ідеальна ізотермічність поверхні нагріву.

## 6.2 Система охолодження потужного процесора зі штирковими ребрами

З метою визначення ефективності радіаторів з мініатюрними тепловими трубами були виготовлені два експериментальних зразка радіаторів, в яких ребрами служать МТТ петле подібної форми (рис. 6.7). В одному зразку радіатора застосовувалися десять мідних мініатюрних теплових труб зовнішнім діаметром  $4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ , які були заправлені етиловим спиртом. В іншому зразку радіатора використовувалися сім мідних МТТ зовнішнім діаметром  $6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ , заправлених дистильованою водою. Завдяки низькому термічному опору температура всієї поверхні кожного ребра (МТТ) була практично однаковою і тому теплопередавальні характеристики такої системи охолодження значно перевищували існуючі конструкції радіаторів.

Випробування радіаторів проводилися в аеродинамічній трубі зі швидкостями обдування 2,7 м/с; 3,9 м/с і 5,5 м/с.

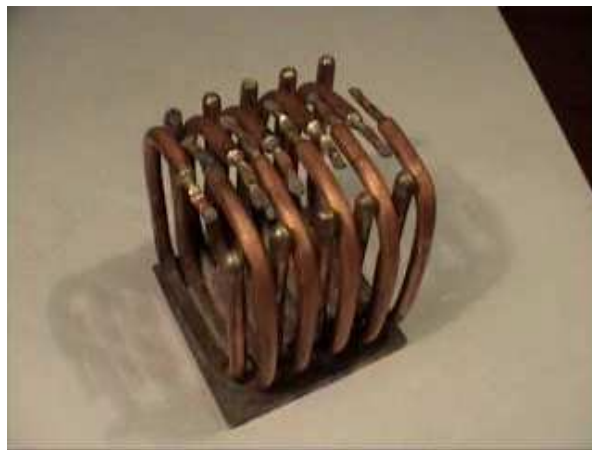
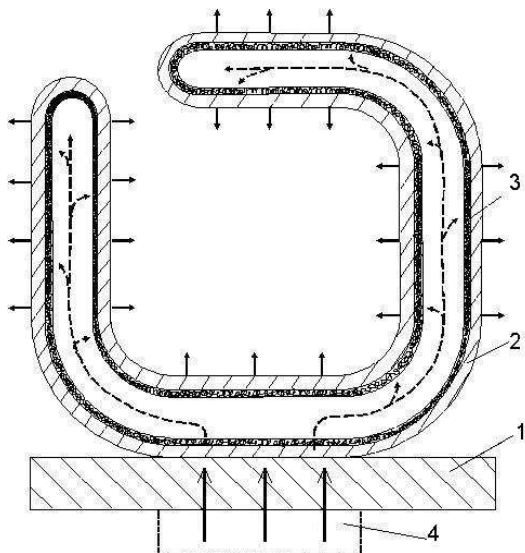


Рис. 6.3. Система охолодження потужного процесора ПЕОМ на основі мініатюрних теплових труб (діаметром  $4 \cdot 10^{-3}$  м).

Використання радіатора з мініатюрними тепловими трубами в якості ребер дає можливість не тільки знизити термічний опір  $R$ , а й одночасно зменшити вагу всієї конструкції системи охолодження. З рис. 6.4 видно, що термічний опір радіаторів з МТТ знижується з підвищенням переданого теплового потоку. В області відносно невеликих теплових потоків (до 50 Вт) більш ефективним виявився радіатор з МТТ діаметром  $4 \cdot 10^{-3}$  м, ніж радіатор з МТТ діаметром  $6 \cdot 10^{-3}$  м. При більш високих теплових навантаженнях (90 Вт) термічний опір радіатора  $d_{\text{МТТ}} = 6 \cdot 10^{-3}$  м знижується до значень 0,3 К/Вт і стає практично таким же, як з МТТ  $d_{\text{МТТ}} = 4 \cdot 10^{-3}$  м. Як показано на рис. 6.4, в діапазоні досліджених параметрів, термічний опір радіаторів практично не залежить від швидкості обдування зони конденсації. Це можна пояснити тим, що величина  $R$  визначається в основному тільки інтенсивністю процесів

випаровування і конденсації всередині МТТ, які в свою чергу залежать від рівня переданої теплового навантаження.

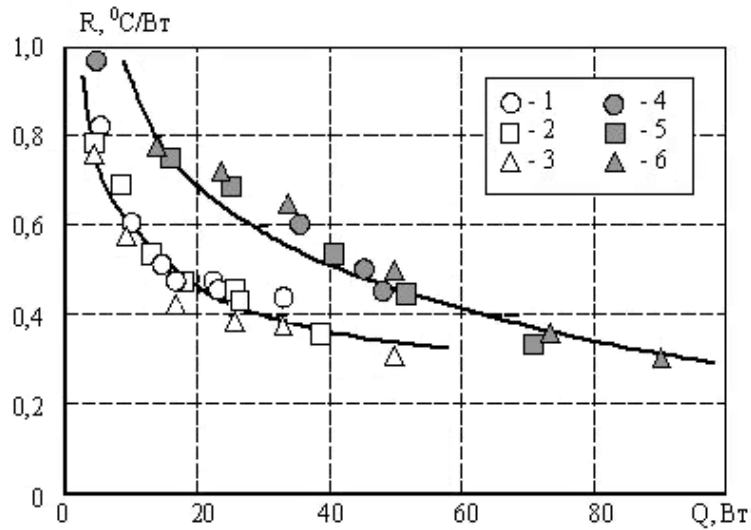


Рис. 6.4. Залежність термічного опору радіатора від теплового потоку при різних швидкостях охолодження повітрям: Радіатори з тепловими трубами: 1,2,3 -  $d_{\text{МТТ}} = 4 \cdot 10^{-3}$  м; 4,5,6 -  $d_{\text{МТТ}} = 6 \cdot 10^{-3}$  м; Швидкість обдування: 1,4 – 2,7 м/с; 2,5 – 3,9 м/с; 3,6 – 5,5 м/с.

Для порівняння теплопередаючих характеристик радіаторів в [208] запропоновано критерій оцінки ефективності теплообмінних поверхонь за допомогою питомого масового показника  $q_m$ .

$$q_m = \frac{Q}{m(t_{\text{осн}} - t_{\text{н.с}})} \quad (6.3)$$

де  $Q$  - тепловий потік, що передається Вт;  $m$  - маса радіатора, кг;  $t_{\text{осн}}$ ,  $t_{\text{н.с}}$  - температури основи радіатора і навколишнього середовища,  $^{\circ}\text{C}$ .

На рис. 6.5 представлені дані питомих масових показників  $q_m$  досліджених радіаторів з МТТ і поверхні з сітчасто-дротяним оребренням [208] в залежності від питомих теплових навантажень. Як видно, питомі масові показники  $q_m$  радіатора з  $d_{\text{МТТ}} = 4 \cdot 10^{-3}$  м приблизно в 1,5 рази вище, ніж у радіатора з  $d_{\text{МТТ}} = 6 \cdot 10^{-3}$  м. Це можна пояснити тим, що радіатор з МТТ  $d_{\text{МТТ}} =$

$6 \cdot 10^{-3}$  м приблизно в 1,3 рази виявився важчим, ніж з МТТ  $d_{\text{МТТ}} = 4 \cdot 10^{-3}$  м. Збільшення швидкості обдування підвищує показник  $q_m$ .

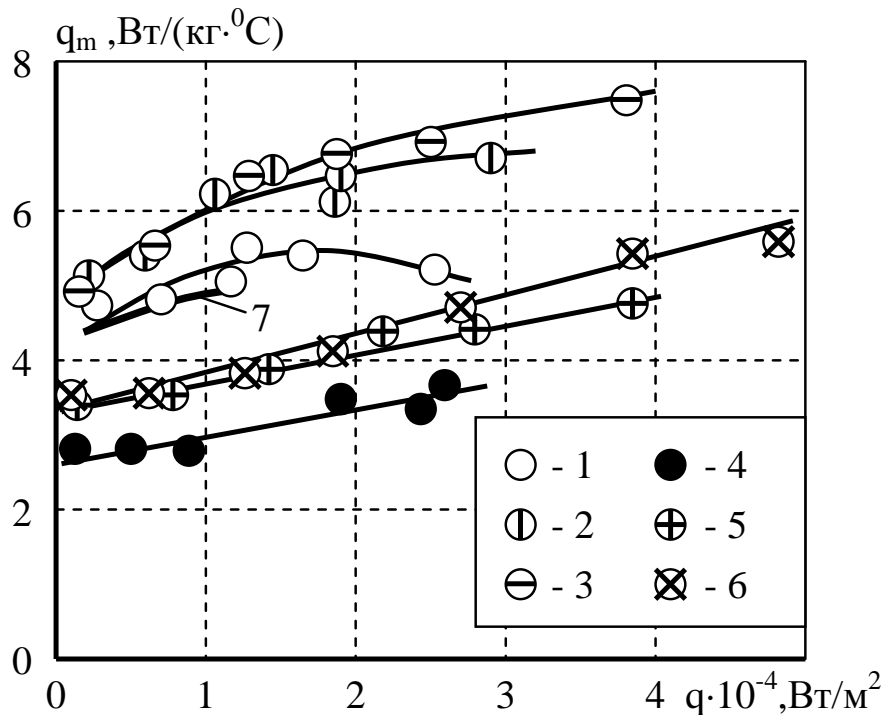


Рис. 6.5. Залежність питомої масового показника від густини теплового потоку: 1, 2, 3 – радіатор з МТТ  $d_{\text{МТТ}} = 4 \cdot 10^{-3}$  м; 4, 5, 6 – радіатор с МТТ  $d_{\text{МТТ}} = 6 \cdot 10^{-3}$  м; 1, 4 – швидкість обдуву 2,7 м/с (витрата повітря  $G = 0,0037 \text{ м}^3/\text{с}$ ); 2, 5 – 3,9 м/с ( $G = 0,0052 \text{ м}^3/\text{с}$ ); 3, 6 – 5,5 м/с ( $G = 0,0073 \text{ м}^3/\text{с}$ ); лінія: 7 – радіатор з сітчасто-дротяним оребрением [208] ( $G = 0,0113 \text{ м}^3/\text{с}$ ).

Для порівняння на рис. 6.5 наведені значення показника  $q_m$  радіатора з сітчасто-дротяним оребрением з [208]. Як видно, характеристики такого радіатора знаходяться на досить високому рівні, однак витрата повітря в цьому випадку була  $0,0113 \text{ м}^3/\text{с}$ , що відповідає швидкості  $\sim 10$  м/с. При такій швидкості показник  $q_m$  радіаторів з МТТ буде ще вище. Слід також зазначити, що для радіаторів з сітчасто-дротяним оребрением існує обмеження по відведеного питомого теплового потоку (до  $1,5 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ ). Для досліджених радіаторів з МТТ це обмеження в кілька разів вище (до  $5 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ ).

### 6.3 Система охолодження для термостабілізації блока живлення

В рамках космічного проекту MASCOT з Європейським космічним агентством було проведено теплотехнічні випробування системи охолодження на основі мініатюрних теплових труб для термостабілізації блока живлення зонду по дослідженню астероїда 162173 1999 JU3. Дослідження показали їх працездатність в умовах космічного простору. Було тестовано два види мініатюрних теплових труб з застосуванням в якості теплоносія метанолу. Температурний діапазон роботи таких труб був від  $-85^{\circ}\text{C}$  до  $+60^{\circ}\text{C}$ . Термічний опір при температурі в зоні транспорту  $+40^{\circ}\text{C}$  складав менше  $0,5\text{ K/Wt}$ . В залежності від температури навколишнього середовища термічний опір змінювався. Система охолодження складалася з двох мініатюрних теплових труб різної конфігурації (рис.6.6).

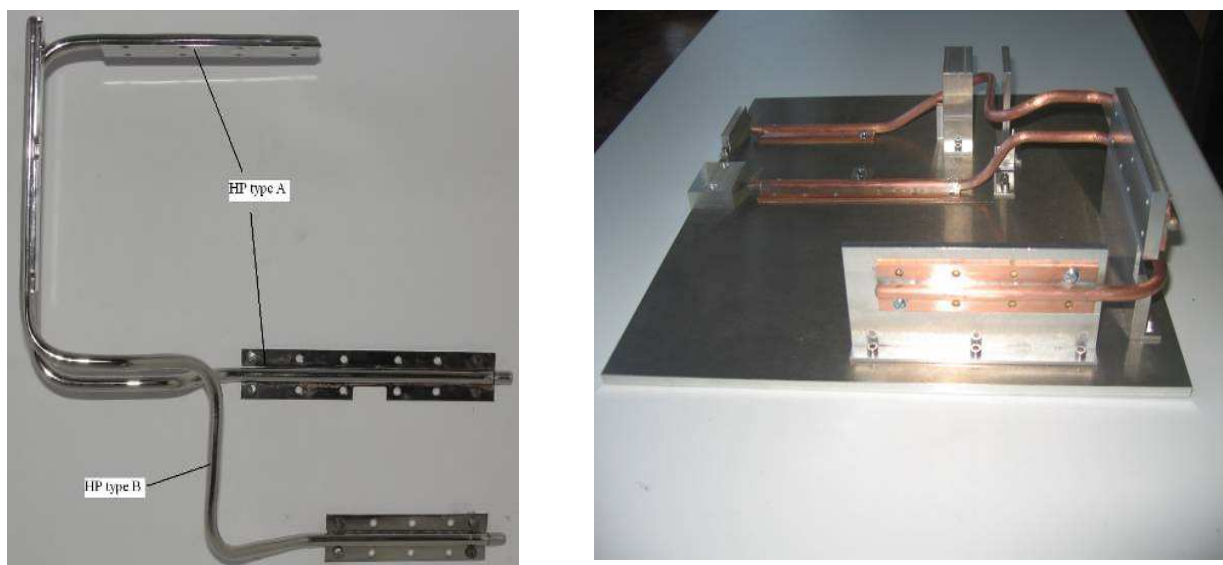


Рис. 6.6. Зразки системи охолодження для термостабілізації блока живлення по проекту MASCOT

Розрахунки максимальних теплових потоків в діапазоні температур, в яких будуть використовуватися такі МТТ показані на рис. 6.7 і рис.6.8. Згідно отриманим результатам, при температурах нижче  $0^{\circ}\text{C}$  в якості критичного

фактора була границя по швидкості звуку із-за відносно низької густини пари і, відповідно, його високих швидкостей.

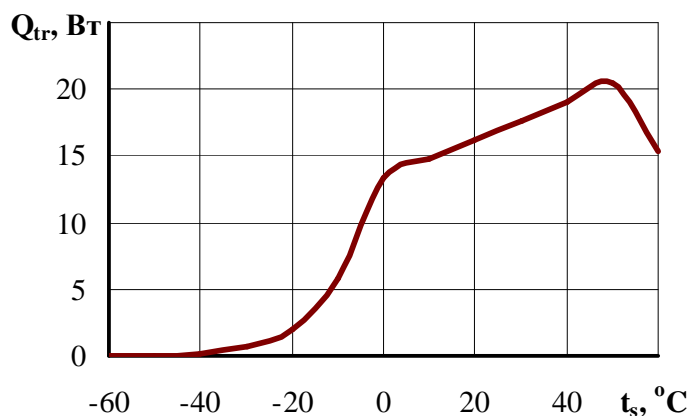


Рис. 6.7. Розрахункова залежність максимального теплового потоку, що передається від температури насичення для теплових труб типа НРА3D-QM, довжиною 0,482 м.

В діапазоні температур від 40 °С до 60 °С граничним є криза кипіння. В середній області температур найбільш суттєвим є гідродинамічне обмеження.

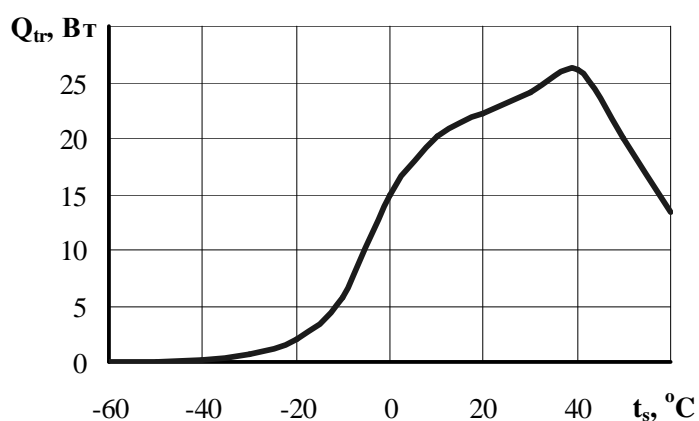


Рис. 6.8. Розрахункова залежність максимального теплового потоку, що передається від температури насичення для теплових труб типа НРВ3D-QM, довжиною 0,436 м.

Програма польоту космічного об'єкту передбачала змінний характер роботи системи охолодження. Відвід теплового потоку від блока живлення

здійснювався тільки при досягненні їм температури  $+20^{\circ}\text{C}$ . При цьому термічний опір був мінімальний.

#### 6.4 Система охолодження вінчестера

Для термостабілізації накопичувача на твердих магнітних дисках (вінчестера), розташованого у герметичному змінному блоку типа Rack, була зроблена система охолодження на базі МТТ. Система охолодження з МТТ показана на рис. 6.9.



Рис. 6.9. Система охолодження з МТТ: 1 – фланець зони конденсації; 2 – МТТ; 3 – фланці зон нагріву; 4 – одна з зон транспорту; 5 – трубка для заправки МТТ.

Система охолодження має П – образний вигляд з двома зонами нагріву і однієї зони конденсації. Система охолодження з МТТ розташовувалася у корпусі Rack (рис. 6.10). Зона конденсації системи охолодження 2 притискувалася до радіатора 1 за допомогою пружин 3.

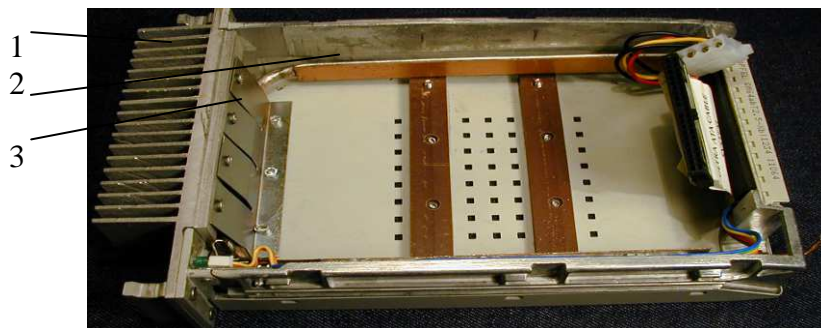


Рис. 6.10. Положення системи охолодження у корпусі Rack: 1 – радіатор; 2 – система охолодження з МТТ; 3 – пружинний притиск.



Фланці зони нагріву системи охолодження притискувалися до бокових поверхонь вінчестера, що можна побачить на рис. 6.11 (пружини для притиску не показані).

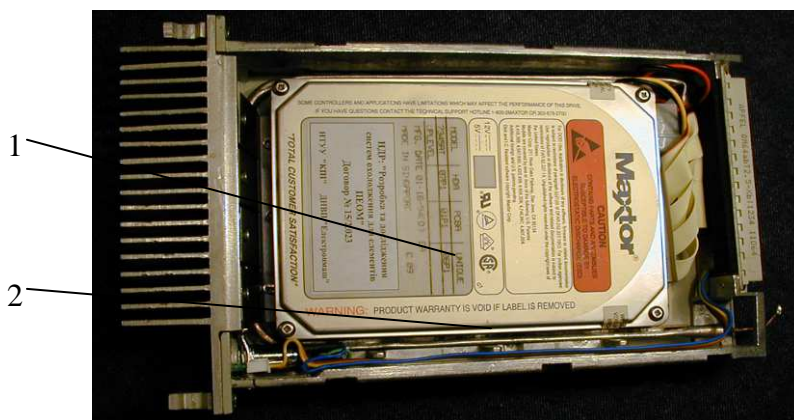


Рис. 6.11. Система охолодження з магнітним диском у корпусі Rack:

1 – накопичувач на твердому диску; 2 – система охолодження.

На рис. 6.12 показано Rack у зборі. Верхня кришка трошки зрушена і ми можемо побачити усередині вінчестер з системою охолодження на МТТ.



Рис. 6.12. Система охолодження в зборі корпусу Rack.

Випробування показали, що МТТ дозволяє відвести теплоту від елементів вінчестера і знизити температуру на ділянці керуючої мікросхеми. На рис.6.13 представлені характерні криві зростання температури в двох



місцях накопичувача: на поверхні керуючої мікросхеми і на корпусі в місці розташування підшипників пристрою обертання жорстких дисків.

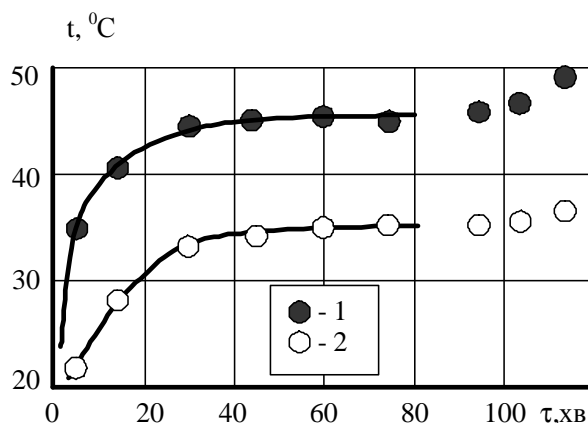


Рис. 6.13. Залежність температури елементів накопичувача від часу в режимі витримки: 1 - температура корпусу мікросхеми управління; 2 - температура в районі розміщення підшипників обертання дисків.

Таким чином, при застосуванні МТТ температурний режим мікросхеми управління вінчестера знизився на  $10^{\circ}\text{C}$ , що підвищило надійність його роботи.

### 6.5 Система відводу теплоти на основі ПТТ

На основі проведених досліджень було спроектовано та виготовлено систему відводу теплоти (СВТ) на ПТТ для теплонавантажених компонентів радіoeлектронної апаратури та комп'ютерної техніки (рис. 6.14). Її основним елементом є мідна ПТТ з теплоносієм водою та такими параметрами:  $d_{\text{вн}}=1 \cdot 10^{-3}$  м,  $L_{3\text{H}}/L_{3\text{K}}=0,051$ ,  $K_3=50\%$ , кількість витків – 24. ПТТ припаяно до мідної пластини товщиною  $3 \cdot 10^{-3}$  м, яка виконує роль термоінтерфейсу. На рис. 6.14 показано систему охолодження потужного процесора комп'ютера на основі пульсаційної теплової труби.



Рис. 6.14. Конструкція ПТТ замкнутого типу з 23 вітками з'єднана пайкою з нагрівачем (зовнішній діаметр  $2 \cdot 10^{-3}$  м, а внутрішній  $1 \cdot 10^{-3}$  м)

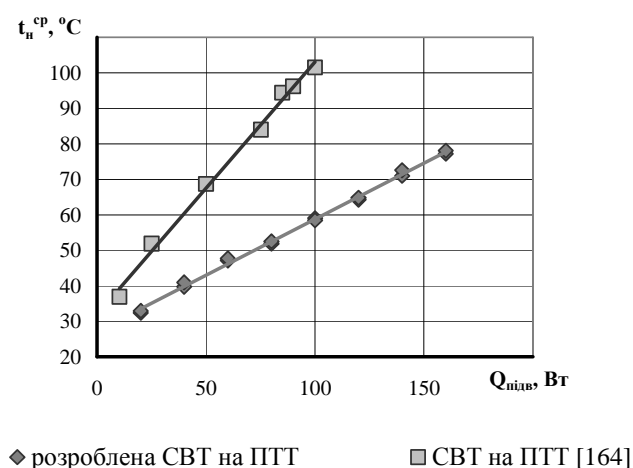
Витки пульсаційної теплової труби виконують роль радіаторів і при цьому ефективно відводять теплову енергію без застосування вентиляторів, що забезпечує безшумність роботи всього комп'ютера.

Габаритні розміри СВТ без охолоджуючого вентилятора –  $50 \times 50 \times 42$  мм, значно менше, ніж у конструкцій аналогічного призначення на ПТТ, а також у розповсюджених кулерів на звичайних ТТ для центральних процесорів персональних комп'ютерів.

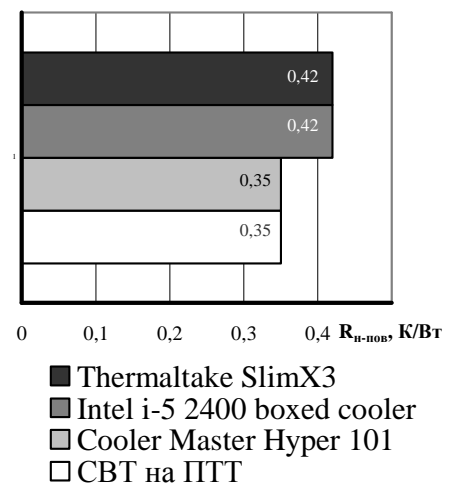
Система відводу теплоти досліджувалась в умовах охолодження повітрям при природній та вимушеній конвекції. В першому випадку використовувався герметичний бокс, а в другому – аеродинамічна труба, при цьому діапазон підведених до системи відводу теплоти потужностей складав (10...160) Вт, а швидкість охолоджуючого повітря (4,2...9,4) м/с, що відповідає витраті  $(13,3 \cdot 10^{-3} \dots 29,5 \cdot 10^{-3}) \text{ м}^3/\text{с}$ .

Проведені дослідження показали, що в умовах вимушеної конвекції при підведеній потужності від 10 Вт до 160 Вт термічний опір СВТ складає (0,5...0,1) К/Вт, а середня температура охолоджуваного об'єкту при відведеній потужності 120 Вт і швидкості охолоджуючого потоку 9,4 м/с знаходиться в діапазоні (58...67) °С в залежності від орієнтації СВТ у просторі. При цьому використання даної СВТ в умовах природної конвекції є недоцільним через її високий термічний опір.

Отримані результати порівнювались із характеристиками аналогічних конструкцій на ПТТ та мініатюрних теплових трубах. В якості прикладу на рис. 6.15 представлено порівняння характеристик розробленої системи відводу теплоти на ПТТ із описаними в літературі аналогічними конструкціями та кулерами на ТТ для центральних процесорів персональних комп'ютерів при близьких зазначеннях витрати охолоджуючого повітря та підведених потужностей. Розроблена система відводу теплоти забезпечує значно нижчі температури охолоджуваного об'єкта, ніж конструкція [164] (рис. 6.15а) та має термічний опір охолоджуваній об'єкт-повітря менший або рівний такому у кулерів на ТТ [152] (рис. 6.15б). Слід зауважити, що останні мають високі теплопередаючі характеристики за рахунок значної площі оребрення зони конденсації ТТ. У той час як у розробленої СВТ аналогічні та кращі, параметри були отримані без оребрення. Це свідчить про те, що теплопередаючі характеристики застосованої ПТТ вище, ніж у ТТ, використаних в кулерах, а СВТ має потенціал для модифікування, наприклад, оребрення зони конденсації ПТТ з метою покращення її теплопередаючих характеристик.



а



б

Рис. 6.15. Порівняння характеристик розробленої СВТ на ПТТ з іншими конструкціями аналогічного призначення: а – порівняння з СВТ на ПТТ інших авторів; б – порівняння з кулерами на ТТ для центральних процесорів персональних комп'ютерів

## 6.6 Висновки по розділу 6

Таким чином, розроблені системи охолодження на основі випаровувально-конденсаційного циклу спроможні ефективно забезпечити температурний рівень мініатюрних електронних пристроїв різноманітного призначення.

1. Системи охолодження на основі випаровувально-конденсаційного циклу мають досить високі значення ефективного коефіцієнта теплопровідності (термосифони  $\lambda_{\text{ef}}$  до 100000 Вт/мК, мініатюрні теплові труби  $\lambda_{\text{ef}}$  до 50000 Вт/мК, пульсаційні теплові труби  $\lambda_{\text{ef}}$  до 20000 Вт/мК).

2. Ефективний коефіцієнт теплопровідності таких систем залежить від значень теплових потоків, що передаються, і спостерігаються при максимальних теплових потоках.

3. Такі системи охолодження є пасивними, не потребують додаткових енергетичних затрат і обслуговування при розташуванні їх в труднодоступних місцях, наприклад, в космічному просторі.

## ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі наведено нове важливе вирішення науково-технічної проблеми, що полягає в розробці наукових положень, пов'язаних з інтенсифікацією процесів тепло- і масообміну в мініатюрних випаровувально-конденсаційних системах. При цьому досягнута кінцева мета роботи – проведено науково-технічне обґрунтування вибору методів охолодження за допомогою поверхонь малого розміру і замкнених мініатюрних пристроїв (мініатюрних теплових труб, термосифонів і пульсаційних капілярних теплових труб).

1. Розроблено та представлено фізичну модель процесу кипіння на пористих поверхнях в умовах обмеженого простору

2. Отримано залежності для розрахунку інтенсивності тепловіддачі при кипінні на поверхні малого розміру та на пористих поверхнях у великому об'ємі та в обмежених умовах для поодиноких тепловіддаючих поверхонь діаметром від 0,8 до 5,0 мм в діапазоні густин теплових потоків від  $3,1 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup> до  $7,4 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup> при кипінні на них води та етилового спирту та для метало-волокнистих капілярних структур товщиною (0,7...1,0) мм та пористістю (75...85)% в діапазоні висот від 2 до 20 мм.

3. Розрахована максимальна гідродинамічна сила, яку розвиває парова бульбашка в процесі свого зростання в перший момент свого виникнення. При кипінні міжфазна границя великої напівсферичної парової бульбашки розвиває значні зусилля, які можуть розірвати волокна капілярно-пористої структури.

4. Показано, що інтенсивність тепловіддачі при кипінні на поверхнях з дискретним розташуванням тепловіддаючих ділянок істотно вище, ніж на ізотермічній поверхні. Отримане рівняння (2.58) дозволяє розрахувати  $q_{кр.днп\Sigma}$  в залежності від розмірів тепловіддаючих ділянок і відстані між ними, а співвідношення (2.59) дає можливість визначити граничні розміри тепловіддаючих ділянок  $d_{cr}$ , при яких ще спостерігається ефект перевищення

відводу теплоти з дискретно - неізотермічної поверхні в порівнянні з ізотермічної.

5. Вперше були отримані залежності амплітуди (3.19) і періоду (3.20) пульсацій температури в зоні нагріву мініатюрних термосифонів. Показано вплив стислих умов ( $Bo < 4$ ) на термічний опір мініатюрних термосифонів  $R$  і отримані рівняння (3.24) для розрахунку  $R$  при  $Re < 2000$  і (3.25) для розрахунку  $R$  при  $Re > 2000$ .

6. Визначено вплив геометричних і режимних факторів на максимальні теплові потоки (рівняння 3.33), а також на інтенсивність тепловіддачі в зонах нагріву і конденсації. Показано, що в зоні конденсації з достатньої для практики точністю можна використовувати формулу Нуссельта.

7. Вперше отримано рівняння (3.42) для еквівалентної теплопровідності мініатюрних термосифонів. Для мініатюрних термосифонів довжиною  $0,7\text{ м}$   $\lambda_{\text{екв}}$  на декілька порядків вище  $\lambda_{\text{міді}}$ .

8. Розкрити фізичні уявлення процесів передачі теплоти в мініатюрних теплових трубах і показано вплив стиснених умов на режими течії парової фази в адіабатної зоні, що призводить до зниження критичного числа Рейнольдса при переході з ламінарного режиму до турбулентного.

9. Встановлено, що зростання довжини МТТ суттєво впливає на їх термічний опір. При зростанні довжини МТТ на 50% термічний опір підвищується на 10 – 20 %.

10. Отримані емпіричні залежності мінімальних термічних опорів від діаметру парового простору, які показують, що при зменшенні перерізу парового каналу термічний опір збільшується, а теплові потоки, що передаються знижуються.

11. Отримані співвідношення, за допомогою яких можна розрахувати максимальну теплопередавальну здатність МТТ  $Q_{\text{max}}$  та середню інтенсивність тепловіддачі в зоні випаровування МТТ для діаметрів  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м (паровий простір  $1,2 \cdot 10^{-3}$  м) і для МТТ  $6,0 \cdot 10^{-3}$  м (паровий простір від  $3,0 \cdot 10^{-3}$  м до  $4,0 \cdot 10^{-3}$  м).

12.В процесі передачі теплоти ПТТ можна виділити пусковий режим роботи, а також три основних стаціонарних режими роботи: термосифонний, пульсаційний, пульсаційний з циркуляцією. При роботі в термосифонному режимі основним фактором, що впливає на рух снарядів, є фізичні властивості теплоносія.

13.Показано, що робота ПТТ в горизонтальному положенні залежить від кількості витків. 4-виткові ПТТ при такій орієнтації не працюють як теплопередавальні пристрої. 6-, 8- та 10-виткові ПТТ досягають термосифонного режиму і передають деяку кількість теплоти, проте при  $q \approx 1900-2000 \text{ Вт/м}^2$  в зоні нагріву відбувається осушення і передача теплоти ПТТ припиняється.

14.Роботу ПТТ можна умовно розділити на 2 режими, кожен з яких має свої особливості тепломасопереносу: режим конвекційно-кондуктивного теплообміну, при якому теплота передається за рахунок теплопровідності стінки та конвекції теплоносія; режим пульсаційної роботи, при якому теплопередача здійснюється за рахунок дії центрів пароутворення.

15.Зовнішні механічні вібрації незначним чином впливають на температурне поле ПТТ, проте дуже сприяють тому, що другий режим роботи настає при менших значеннях підведеного теплового потоку. Так, якщо за звичайних умов роботи без вібрацій до ПТТ необхідно підвести 50 Вт для переходу до другого режиму роботи, то для частоти 10 Гц це значення знижується до 40 Вт, а для частоти приблизно 40 Гц – до 20-25 Вт. Зі збільшенням частоти зовнішніх вібрацій зростають амплітуди коливання температур в зонах нагріву та конденсації ПТТ. Це покращує теплопередачу за рахунок більш активного руху теплоносія.

16.У результаті рішення задачі про математичну модель впливу вібрацій на тепломасобмінні процеси в ПТТ отримана залежність для коефіцієнта ефективності вібраційних діянь.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Микросхемы и их применение [Текст] / В.А. Батушев, В.Н. Вениаминов, В.Г. Ковалев и др. – М.: Энергия. – 1978. – 248 с.
2. Ніколаєнко Ю.Є. Засоби забезпечення теплових режимів на основі теплових труб для пристроїв обчислювальної техніки та керування: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня докт. техн. наук: спец. 05.14.06 "Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика". – 2009. – 36с.
3. Дульнев Г.Н. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах [Текст] / Г.Н.Дульнев, Э.М. Семяшкин - Л.: Энергия. – 1968. – 360 с.
4. Конструкции корпусов и тепловые свойства полупроводниковых приборов.//Под общ. ред. Н.П.Горюнова, М.: Энергия. – 1972. – 120 с.
5. Спиридонов Н.С. Основы теории транзисторов [Текст] / Н.С.Спиридонов – Киев: Техника. – 1975. – 360 с.
6. Туник А.Н. Охлаждение радиоэлектронной аппаратуры жидкими диэлектриками [Текст] / А.Н. Туник – М.: Сов. радио. – 1973. – 248 с.
7. Козлов Ю.И. Теплообмен при свободной конвекции в ограниченных объемах электронной аппаратуры [Текст] / Ю.И.Козлов, Е.Ю.Меркель, Н.Д. Кришталь // Вопросы судостроения, сер. ВТ. – 1977. – вып. 18. – с. 42–49.
8. Кравец В.Ю. Теплообмен при кипении жидкостей на микроповерхностях в большом объеме применительно к охлаждению элементов радиоэлектронной аппаратуры: - автореф. дис. на соиск. научн. степени канд. техн. наук: спец. 01.04.14 "Теплофизика" [Текст] /В.Ю. Кравец// – Киев. – 1984. – 16с.
9. Бутузов А.И. Обобщенные переменные теории переноса [Текст] / А.И.Бутузов, В.М.Минаковский – Киев : Вища школа. – 1970. – 100 с.
- 10.Кравец В.Ю. Кризис теплоотдачи при кипении жидкостей на микроповерхностях [Текст] / В.Ю.Кравец, Ю.В.Фридрихсон, О.В. Босая// – ИФЖ. – 1991. – т. 60. – № 2. – с. 266–270.
- 11.Кудрицкий Г.Р. Теплообмен при кипении в условиях определяющего влияния геометрических характеристик поверхности нагрева: - автореф. дис.



на здобуття наук. ступеня докт. техн. наук: спец. 05.14.06 "Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика" [Текст] /Г.Р. Кудрицкий// – Киев. – 1995. – 36с.

12.Zuber N. On the stability of boiling heat transfer [Text] / N.Zuber // Transactions of the ASME. – 1958. – Vol. 80. – N.3. – pp. 711 – 720.

13.Линард Д. Гидродинамический расчет максимального теплового потока при кипении в большом объеме на нагревателях конечных размеров [Текст] / Д.Линард, В. Дир // Теплопередача, сер. С. – 1973. – №2. – с. 1–9.

14.Двайер О. Теплообмен при кипении жидких металлов [Текст] / О. Двайер – М.: Мир. – 1980. – 516 с.

15.Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена [Текст] / С.С. Кутателадзе – М.: Атомиздат. 1979. – 416с.

16.Водяное и испарительное охлаждение анодов мощных электронных ламп [Текст] / Деревянко Д.Я., Долгинцев И.И., Синельников В.С., Степанов В.Д.// Вопросы радиоэлектроники, сер. ТРТО. – 1970. – №2. – с. 72–78.

17.Линард Д. Экспериментальное определение критического теплового потока при кипении в большом объеме на горизонтальной пластине конечных размеров [Текст] / Д.Линард, В.Дир, Д.Ризрд// Теплопередача, сер. С. – 1973. – №4, – с. 49–56.

18.Григорьев В.А. Кипение криогенных жидкостей/ В.А.Григорьев, Ю.М.Павлов, Е.В.Аметистов – М.: Энергия. – 1977. – 288с.

19.Толубинский В.И. Теплообмен при кипении [Текст] / В.И. Толубинский – Киев: Наук. думка. – 1980. – 316 с.

20.Кузьмин А.В. Некоторые результаты теории микрослоя [Текст] / А.В.Кузьмин, В.В.Саломатов, Е.М. Пузырев// Теплофизика Высоких Температур. – 1978. – т. 16, – № 5. – с. 1086 – 1092.

21.Афонин С.Ю. Исследование процесса кипения на поверхностях с одиночными искусственными микровпадинами [Текст] / С.Ю. Афонин, Ю.А. Кузма-Кичта// Теплоенергетика. – 2010. – №3. – с. 70–74.

22. Katto Y. Law of micro-liquid-layer formation between a growing bubble and a solid surface with a special reference to nucleate boiling [Text] / Y.Katto, S.Takahashi, S.Yokoya // Bulletin of the JSME. – 1973. – v.16. – № 97. – pp. 1066 – 1074.

23. Moore F.D. The measurement of rapid surface temperature fluctuation during nucleate boiling of water [Text] / F.D.Moore, R.B.Mesler// AIChE Journal. – 1961. – v.7. – №4. – pp. 620 – 624.

24. Rogers T.F. An experimental study of surface cooling by bubbles during nucleate boiling of water [Text] / T.F.Rogers, R.B.Mesler// AIChE Journal. – 1964. –v.10. – №5. – pp. 656 – 660.

25. Cooper M.G. The microlayer in nucleate pool boiling [Text] / M.G.Cooper, A.J.P. Lloyd// Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1969. – v.12. – №8. – pp. 895 – 913.

26. Cooper M.G. The microlayer and bubble growth in nucleate pool boiling [Text] / M.G.Cooper// Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1969. –v.12. – №8. – pp. 914 – 917.

27. Толубинский В.И. О пульсациях температуры поверхности нагрева под действующим центром парообразования [Текст] / В.И.Толубинский, А.А.Кривешко, Ю.Н. Островский // В сб.: Теплофизика и теплотехника. Киев: Наук. думка. –1971. – вып.19. – с. 22 – 26.

28. Созин Ю.А. Исследование теплообмена около отдельного центра парообразования [Текст] / Ю.А. Созин//В сб.: Теплофизика и теплотехника. Киев: Наук. думка. – 1973. – вып.24. – с. 135 – 140.

29. Бараненко В.И. Исследование температурных флуктуаций и локальных характеристик теплообмена при пузырьковом кипении воды [Текст]/ В.И.Бараненко, Н.А.Дикий, Л.А.Чичкань // В сб.: Кипение и конденсация, Рига.: Изд. РПИ. – 1977. – вып. 1. – с. 33 – 44.

30. Ермаков Г.В. Негомогенность процесса зародышеобразования в перегретых жидкостях и классическая теория нуклеации: противоречие

теории и экспериментов [Текст] / Г.В.Ермаков, Е.В.Липнягов, С.А.Перминов// Труды РНКТ-5. – 2010. – т.4. – с. 76–79.

31.Покусаев Б.Г. Моделирование вскипания недогретой воды и этанола в условиях наброса тепловой мощности [Текст] / Б.Г.Покусаев, Э.А.Таиров, Д.А.Некрасов// Труды РНКТ-5. – 2010. – т.5. – с. 146–149.

32.Пиоро Л.С. Двухфазные термосифоны и их применение в промышленности [Текст] / Л.С. Пиоро, И.Л. Пиоро - К.: Наукова думка. – 1988. – 136с.

33.Безродный М.К. Двухфазные термосифоны в промышленной теплотехнике [Текст] / М.К.Безродный, С.С.Волков, В.Ф.Мокляк –К: Выща шк. –1991. –75 с.

34.Безродный М.К. Процессы переноса в двухфазных термосифонных системах. Теория и практика [Текст] / М.К.Безродный, И.Л. Пиоро, Т.О. Костюк – К: Факт. – 2005. – 704 с.

35.Семена М.Г. Максимальная теплопередающая способность вертикальных двухфазных термосифонов [Текст] / М.Г. Семена// ИФЖ. – 1978, – т. 35. – № 3. – с. 397–403.

36.Безродный М.К. Интенсивность теплообмена на участке кипения испарительных термосифонов [Текст] / М.К. Безродный, Д.В. Алексеенко// Теплоэнергетика. – 1977. – № 7. – с. 83 – 85.

37.Безродный М.К. Исследование теплообмена при кипении жидкостей в замкнутых двухфазных термосифонах [Текст] / М.К. Безродный, Д.В. Алексеенко // Изв. вузов. Энергетика. – 1976. – № 12. – с. 96 – 101.

38.Смирнов Г.Ф. Теплообмен при парообразовании в капиллярах и капиллярно-пористых структурах [Текст] / Г.Ф. Смирнов, А.Д. Цой – М.: Изд. МЭИ. – 1999. – 440 с.

39.Семена М.Г. Исследование процессов гидродинамики фаз в бесфитильных тепловых трубах на воде [Текст] / М.Г. Семена, С.К. Жук// Теплоэнергетика. – 1976. – №3. – с.82–84.

40. Gandal Yo.S. Comparative study of two phase closed thermosyphon with different fluids and fill volume ratio [Text] / Yo.S. Gandal, V.M. Kale // IOSR J. of Mechanical and Civil Engineering. – 2014. – V. 11. – Issue 6. – pp. 82-92.

41. Noie S.H. Effect of inclination angle and filling ratio on thermal performance of a two phase closed thermosyphon under normal operating conditions [Text] / S.H. Noie, M.R. Sarmastiemami, M. Khoshnoodi // Int. J. of Heat Transfer Engineering. – 2010. – V.28. – Issue 4. – pp. 365-371.

42. Lin T.F. Experimental investigation of geyser boiling in an annular two-phase closed thermosyphon [Text] / T.F. Lin, W.T. Lin, Y.L. Tsay and other. // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1995. – V. 38. – №2. – pp. 295–307.

43. Khazaei I. Experimental investigation of effective parameters and correlation of geyser boiling in a two-phase closed thermosyphon [Text] / I. Khazaei, R. Hosseini, S.H. Noie // Applied Thermal Engineering. – 2010. – V.30. – Issue 5. – pp. 406–412.

44. Ha J.M. The maximum heat transport capacity of micro heat pipes [Text] / J. M. Ha, G.P. Peterson // ASME J. Heat Transfer. – 1998. – Vol. 120 – № 4. – pp. 1064–1071.

45. Longtin J.P. One-dimensional model of micro heat pipe during steady-state operation [Text] / J.P. Longtin, B.Badran, F.M. Gerner // 8<sup>th</sup> Int. Heat Pipe Conf., Beijing China. – 1992. – vol. 5. – pp.1–7.

46. Duncan A.B. An evaluation of contemporary micro heat pipe technology [Text] / A.B. Duncan // IX Int. Heat Pipe Conf., Albuquerque, May 1-5, 1999.

47. Tinghan L. Steady-state analysis and experimental investigation of micro heat pipe [Text] / L.Tinghan, L.Jindong, C.Liming, X.Licheng // 9-th Int. Heat Pipe Conf. Albuquerque New Mexico, USA. – 1995. – V 1, – A 1-2. – pp. 7–9.

48. Chen H. Micro heat pipes: experimental investigation and theoretical modelling [Text] / H. Chen, H. Groll, S. Rosler // 8-th. Int. Heat Pipe Conf. Beijing, China. – 1992. – pp.c-3, 1–5.

49. Peterson G.P. Experimental investigation of micro heat pipes fabricated in silicon wafers [Text] / G.P. Peterson, A.B. Duncan, M.H. Weichold// Transactions of the ASME Journal of Heat Transfer. – 1993. – Vol.115. – pp. 751 – 756.

50. Schneider M. Investigation of interconnected mini heat pipe arrays for micro electronics cooling [Text] / M. Schneider, M. Yoshida, M. Groll// 11-th Int. Heat Pipe Conf. Musashinoshi Tokyo, Japan, Sept. 14. – 1999. – V.1. – A.1-2. – pp. 1–6.

51. Mallik A.K. On the use of micro heat pipes as an integral part of semiconductor devices [Text] / A.K. Mallik, G.P. Peterson, M.H. Weichold// Transactions of the ASME Journal of Electronic Packaging, December. –1992. – Vol.114. – pp. 436 – 442.

52. Moon S.Hw. An experimental study on the performance limitation of a micro heat pipe with triangular cross-section [Text] / S.Hw. Moon, Ch.Ju. Kim, B.H. Kim, S.E. Hong and J.S. Lee // 11-th Int. Heat Pipe Conf. Musashinoshi Tokyo, Japan, Sept. 14. – 1999. – V.1. – pp. 15 – 19.

53. Faghri A. Advances and challenges in micro/miniature heat pipes [Text] / A. Faghri // 11-th Int. Heat Pipe Conf. Musashinoshi Tokyo, Japan, Sept. 14. – 1999. – Vol. 3. – pp. 1–18.

54. Vasiliev L.L. Miniature heat pipes software development and experimental verification [Text] / L.L. Vasiliev, V.V. Maziuk, A.G. Kulakov, M.I. Rabetsky // IV Minsk Int. Seminar «Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators» Minsk, Belarus, September 4 – 7. – 2000. – pp. 270 –278.

55. Zhang Ji. Experimental investigation of the heat transfer characteristics of the micro heat pipes [Text] / Ji. Zhang, C. Wang, X. Yang and Z. Zhou //8-th. Int. Heat Pipe Conf. Beijing, China. – 1992. – c-p.11. 1–5.

56. Li T. Research and application for the heat transfer performance of small heat pipes [Text] / T. Li, L. Cao, L. Xiang //8-th. Int. Heat Pipe Conf. Beijing, China. – 1992. – b-p 26, 1–3.

57. Lee Y.S. An experimental study on micro two-phase closet thermosyphons with inserts [Text] / Y.S. Lee, Y.P. Lee, Y. Lee // 8-th. Int. Heat Pipe Conf. Beijing, China. – 1992. – с-р1. 1–5.

58. А. с. 504065 СССР, МКИ F 28D 15/00, F 25B 19/02, F 25D 7/00. Пульсирующая тепловая труба [Text] / Г.Ф. Смирнов, Г.А. Савченков (СССР). – № 1647369/24-6; заявл. 30.04.71; опубл. 25.02.76, Бюл. №7. – 4 с.

59. Pat. #4,921,041 U.S.A., F28D 15/02 Structure of a Heat Pipe [Text] / Hisateru Akachi, Assignee: Actronics Kabushiki Kaisha – Appl. No.: 207,318; Filed: 15.06.88; Date: 1.05.90. – 29 p.

60. Miyazaki Y. Oscillating heat pipes [Text] / Y. Miyazaki, F. Polasek, H. Akachi // 30<sup>th</sup> International Conference on Environmental Systems (ICES), Toulouse, France. – 2000. - SAE Paper No. 2000-01-2375.

61. Мелких А.В Автоколебания в осциллирующих тепловых трубах [Текст] / А.В. Мелких, Ю.Е. Долгирев // Теплофизика высоких температур. – 2006. – Т. 44. – № 4. – с. 546–551.

62. Konev S.V. Experimental modeling of pulsating heat pipes [Text] / S.V. Konev, V.A. Aliakhnovich, N.S. Koneva // V Minsk Int. Seminar “Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators”, Minsk, Belarus. – 2003. – pp. 208–214.

63. Khandekar S. Understanding operational regimes of closed loop pulsating heat pipes: an experimental study [Text] / S. Khandekar, N. Dollinger, M. Groll // Applied Thermal Engineering. – 2003. – vol. 23. – pp. 707–719.

64. Charoensawan P. Thermal performance of horizontal closed-loop oscillating heat pipes [Text] / P. Charoensawan, P. Terdtoon // Applied Thermal Engineering. – 2008. – vol. 28. – iss. 5-6. – pp. 460–466.

65. Yang H. Operational limit of closed loop pulsating heat pipes [Text] / H. Yang, S. Khandekar, M. Groll // Applied Thermal Engineering. – 2008. – vol. 28. – pp. 49–59.

66. Khandekar S. Thermal performance modeling of pulsating heat pipes by artificial neural network [Text] / S. Khandekar, X. Cui, M. Groll // 12<sup>th</sup> Int. Heat Pipe Conf., Moscow. – 2002. – pp. 215–219.

67. Yang H. Operational characteristics of flat plate closed loop pulsating heat pipes [Text] / H. Yang, S. Khandekar, M. Groll // 13<sup>th</sup> Int. Heat Pipe Conf., China. – 2004. – pp. 283–289.

68. Charoensawan P. Closed loop pulsating heat pipes. Part A: parametric experimental investigations [Text] / P. Charoensawan, S. Khandekar, M. Groll, P. Terdtoon // Applied Thermal Engineering. – 2003 – vol. 23. – pp. 2009–2020.

69. Tong B.Y. Closed-loop pulsating heat pipe [Text] / B.Y. Tong, T.N. Wong, K.T. Ooi // Applied Thermal Engineering. – 2001. – vol. 21. – pp. 1845–1862.

70. Khandekar S. Pulsating heat pipes: thermo-fluidic characteristics and comparative study with single phase thermosyphon [Text] / S. Khandekar, M. Groll, P. Charoensawan, P. Terdtoon // Proceedings of 12th Int. Heat Transfer Conference, Grenoble, France. – 2002. – vol. 4. – pp. 459–464.

71. Khandekar S. Thermofluid dynamic study of flat-plate closed-loop pulsating heat pipes [Text] / S. Khandekar, M. Shneider, P. Shafer, R. Kulenovic and M. Groll // Microscale Thermophysical Engineering. – 2002. – vol.6. – pp. 303–317.

72. Khandekar S. Closed loop pulsating heat pipes. Part B: visualization and semi-empirical modeling [Text] / S. Khandekar, P. Charoensawan, M. Groll, P. Terdtoon // Applied Thermal Engineering. – 2003. – vol. 23 – pp. 2021–2033.

73. Dobson R.T. Thermal characterisation of an ammonia-charged pulsating heat pipe [Text] / R.T. Dobson and G. Graf // Proceedings of 7th IHPS. – 2003.

74. Khandekar S. Pulsating heat pipes: study on a two-phase loop [Text] / S. Khandekar, M. Groll // 13<sup>th</sup> Int. Conf. on Thermal Engineering and Thermogrammetry (THERMO), Budapest, Hungary. – 2003.

75. Xu J.L High speed flow visualization of a closed loop pulsating heat pipe [Text] / J.L. Xu, Y.X. Li, T.N. Wong // Int. Journal of Heat and Mass Transfer. – 2005. – 48. – pp. 3338–3351.

76. Khandekar S. Insights into the performance modes of closed loop pulsating pipes and some design hints [Text] / S. Khandekar, M. Groll // 18<sup>th</sup> National & 7<sup>th</sup> ISHMT-ASME Heat and Mass Transfer Conference, India. – 2006.

77. Yang H. Performance characteristics of pulsating heat pipes as integral thermal spreaders [Text] / H. Yang, S. Khandekar, M. Groll // Int. Journal of Thermal Sciences. – 2009. – 48. – pp. 815–824.

78. Khandekar S. Multiple quasi-steady states in a closed loop pulsating heat pipe [Text] / S. Khandekar, Anant Prasad Gautam, K. Pavan Sharma // Int. Journal of Thermal Sciences. – 2009. – 48. – pp. 535–546.

79. Van Es J. High-acceleration performance of the flat swinging heat pipe [Text] / J. van Es, A.A. Woering // Report - NLR-TP-2000-265.

80. Lanchao L. Thermal management research studies. Volume 2: experimental investigation of oscillating heat pipes for actuator cooling [Text] / Lin Lanchao // Report. – AFRL-PR-WP-TR – pp. 2001– 2042.

81. Katpradit T. Correlation to predict heat transfer characteristics of a closed end oscillating heat pipe at critical state [Text] / T. Katpradit, T. Wongratanaphisan, P. Terdtoon et. all. // Applied Thermal Engineering. – 2005. – vol. 25. – pp. 2138–2151.

82. Rittidech S. Correlation to predict heat transfer characteristics of a closed-end oscillating heat pipe at normal operating condition [Text] / S. Rittidech, P. Terdtoon, M. Murakami, P. Kamonpet, W. Jompakdee // Applied Thermal Engineering. – 2003. – vol. 23. – pp. 497–510.

83. Hudakorn T. Effect of inclination angle on heat transfer characteristic of a closed-end oscillating heat pipe at critical state [Text] / T. Hudakorn, K. Booddachan, P. Chareonsawan, S. Waowaew, S. Rittidech // 1st International Seminar on Heat Pipes and Heat Recovery Systems, Monash University, Malaysia –2004.

84. Katpradit T. Internal flow patterns of closed-end oscillating heat pipes using non-azeotropic blend as working fluid at critical state [Text] / T. Katpradit, A. Tewata, K. Booddachan, S. Waowaew, P. Chareonsawan // 1st International



Seminar on Heat Pipes and Heat Recovery Systems, Monash University, Malaysia – 2004.

85. Кузнєцов І.О. Експериментальне дослідження та математичне моделювання теплопередаючих характеристик пульсаційних теплових труб: - автореф. дис. на здобуття. наук. ступени канд. техн. наук: спец. 05.14.06 «Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика [Текст] / І.О. Кузнєцов// – Одеса. – 2006. – 17с.

86. Rittidech S. Heat-transfer characteristics of a closed-loop oscillating heat-pipe with check valves [Text] / S. Rittidech, N. Pipatpaiboon, P. Terdtoon // Applied Energy. – 2007. – 84. – pp. 565–577.

87. Meena P. Effect of Evaporator Section Lengths and Working Fluids on Operational Limit of Closed Loop Oscillating Heat Pipes with Check Valves (CLOHP/CV) [Text] / P. Meena, S. Rittidech and P. Tammaesang // American Journal of Applied Sciences. – 2009. – 6 (1). – pp. 133–136.

88. Khandekar S. Mathematical modeling of pulsating heat pipe: state of the art and future challenges [Text] / S. Khandekar, M. Schneider, M. Groll // Proceedings of 5<sup>th</sup> ISHMT-ASME-joint Inte. Conf. on Heat and Mass Transfer, Kolkata, India. – 2002. – pp. 856–862.

89. Конев С.В. Експериментальне дослідження пульсуючої капілярної теплової труби [Текст] / С.В. Конев, В.А. Олехнович - VI Minsk International Seminar “Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators”, Minsk, Belarus. – 2004. – №5-29 – с. 1 – 6.

90. Присняков В.Ф. О возможностях применения теории катастроф к описанию внутренних характеристик кипения [Текст] / В.Ф. Присняков, К.В. Присняков // Пром. теплотехника. – 1999. – т.21. – № 2 – 3. – с. 18 – 21.

91. Коротаев С.К. Рост и отрыв паровых пузырей от поверхности нагрева при кипении насыщенной жидкости [Текст] / С.К. Коротаев, Ю.П. Прохоров – Обнинск, Препринт. – 1978. – 20с.

92. Присняков В.Ф. Експериментальне дослідження швидкості росту парових бульбашок при кипінні калію [Текст] / В.Ф. Присняков,

В.Н.Серебрянский, С.В.Ткаченко // В кн.: Теплофизика и гидрогазодинамика процессов кипения и конденсации. Рига: Риж. Политехн. Ин-т. – 1984. – т.1, – ч. 1. – с. 127 – 130.

93. Кравец В.Ю. Скорость роста паровых пузырей при кипении жидкостей на микроповерхностях [Текст] / В.Ю.Кравец, В.К. Щербаков // Пром. теплотехника. –2000. – т. 22. – №2. – с. 5 – 7.

94. Лабунцов Д.А. Вопросы теплообмена при пузырьковом кипении жидкости [Текст] / Д.А.Лабунцов// Теплоэнергетика. – 1972. – №9. – с.14– 19.

95. Ильин И.Н. О природе центров парообразования и исследовании изменений в стальных поверхностях нагрева в процессе длительного кипения [Текст] / И.Н.Ильин, Д.П. Турлайс // В кн.: Кипение и конденсация. Рига: Риж. Политехн. Ин-т. – 1988. – с. 101 – 111.

96. Кибель И.А. Теоретическая гидродинамика, ч.1 [Текст] / И.А.Кибель, Н.Е.Кочин, Н.В.Розе – М.: Гостехиздат, – 1963. – 548 с.

97. Руденко А.И. Влияние температурно-временных режимов термообработки на эксплуатационные характеристики окисных пленок применительно к медным капиллярно-пористым структурам [Текст] / А.И. Руденко, А.П. Нищик // ИФЖ. – 1997. – том 70, – №3. – С. 386 – 389.

98. Белов С.В. Пористые металлы в машиностроении [Текст] / С.В. Белов – М.: Машиностроение. – 1981. – 246 с.

99. Чиркин В.С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники [Текст] / В.С. Чиркин. – М.: Атомиздат. – 1967. – 474 с.

100. Исаченко В.П. Теплопередача [Текст] / В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сукомел – М.-Л.: Энергия. – 1965. – 424 с.

101. Лахтин Ю.М. Материаловедение: Учебник для машиностроительных вузов [Текст] / Ю.М. Лахтин, В.П. Леонтьева – М.: Машиностроение. – 1980. – 493 с.

102. Семена М.Г. Тепловые трубы с металловолокнистыми капиллярными структурами [Текст] / М.Г.Семена, А.Н.Гершуни, В.К. Зарипов - Киев: Вища школа, – 1984. – 215с.

103. Маньковский О.Н. О механизме процесса кипения на затопленных поверхностях с пористым покрытием [Текст] / О.Н. Маньковский, О.Б. Иоффе, Л.Г. Фридгант, А.Р. Толчинский // ИФЖ. – 1976. – Т.30, №2. – С. 310 – 316.

104. Шаповал А.А. Теплообмен при кипении воды и ацетона на поверхностях с металловолокнистыми капиллярно-пористыми покрытиями. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук: 01.04.14/А.А. Шаповал – Киев, Институт технической теплофізики, – 1985. – 23 с.

105. Фрідріхсон Ю.В. Вплив тиску і характеристик металоволокнистих покриттів на теплообмін при кипінні рідин у великому об'ємі. Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук: 05.14.05 / Ю.В. Фрідріхсон – Київ, КПІ 1995. – 16 с.

106. R. Pastuszko Correlations for boiling in fibrous porous structures [Text] / R. Pastuszko, M. Poniewski, T. Wojcik // In: Proc. IV Minsk International Seminar “Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators”. – Minsk, Belarus. – 2000. – pp. 149 – 155.

107. Гриффитс А. Роль состояния поверхности при пузырьчатом кипении [Текст] / А. Гриффитс, Дж. Уоллис // Вопросы физики кипения. – М.: Мир, – 1974. – с. 99 – 137.

108. Кравец В.Ю. Влияние режимных факторов на теплопередающие характеристики двухфазных термосифонов [Текст] / В.Ю.Кравец, Е.Н.Письменный, В.И.Коньшин, Бехмард Голамреза// Збірник наук. праць СНУЯЕ та П, Севастополь. – 2010. – Випуск 4(36) – с. 41 – 49.

109. Hong S.E. An experimental study on the heat transfer characteristics of a FC-72 thermosyphon [Text] / S.E.Hong, C.J.Kim, Y.J.Park, H.K.Kang// 12<sup>th</sup> Int. Heat Pipe Conf., May 19–24, 2002, Moscow-Kostroma- Moscow.– pp. 308 – 314.

110. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей [Текст] / Я.И.Френкель – М.: Наука. –1975. – с. 592.

111. Bernath L. Theory of bubble formation in liquids [Text] / L.Bernath// Ind. Eng. Chem. – 1952. –V.44, –№ 6, – pp. 1310 –1313.
112. Volmer M. Kinetik der phasenbildung [Text] / M.Volmer – Dresden und Leipzig. – 1938. – 220 p.
113. Присняков В.Ф. Кипение [Текст] / В.Ф. Присняков – Киев: Наук. Думка. – 1988. – 240 с.
114. Бушок Г.Ф. Курс фізики: У 3 кн. Кн. 1. Фізичні основи механіки. Молекулярна фізика і термодинаміка: Нав. посіб. [Текст] / Г.Ф. Бушок, Є.Ф. Венгер – К.: Вища шк. – 2002. – 375 с.
115. Cotter T.P. Principles and prospects of micro heat pipes [Текст] / T.P. Cotter// Proc. 5th. Int. Heat Pipe Conf.-Tsukuba, Japan. – 1984. – pp.328–335.
116. Peterson G.P. Investigation of micro heat pipes fabricated as an integral part of silicon wafers [Text] / G.P. Peterson //8-th. International heat pipe conference. Beijing, China. – 1992. – p. C-1, – pp.1–11.
117. Wu D. Transient experimental investigation of micro heat pipes [Text] / D.Wu, G.P. Peterson, W.S. Chang// J. Thermophysics. – 1991. – Vol.5. – №4. – pp. 539–544.
118. Duncan A.B. Charge optimization for a triangular-shaped etched micro heat pipe [Text] / A.B. Duncan, G.P. Peterson// J. Thermophysics – 1994. – Vol.9. – №2. – pp. 365–368.
119. Imura H. Heat transfer in two-phase closed-type thermosyphons [Text] / H. Imura, H. Kusada, J. Oyata, T. Miyazaki, N. Sakamoto// Transactions of japan society of mechanical engineers. – 1977. – Vol.22. – pp. 485 – 493.
120. Shiraishi M. Investigation of heat transfer characteristics of a two-phase closed thermosyphon [Text] / M. Shiraishi, K. Kikuchi, T. Yamanishi// Heat Recovery Systems. – 1981. – Vol.1. – pp. 287 – 294.
121. Семена М.Г. Исследование процессов теплообмена в зоне теплоподвода двухфазных термосифонов на фреонах -11,113, 142, воде и этаноле [Текст] / М.Г. Семена, Ю.Ф. Киселев// ИФЖ. – 1978. – том 35, – №2. – С. 211 – 217.

122. Семена М.Г. Исследование теплообмена в зоне теплоподвода двухфазных термосифонов при малых степенях заполнения [Текст] / М.Г. Семена, Ю.Ф. Киселев// ИФЖ.– 1978. – том 35, – №4. – С. 600 – 605.

123. Charoensawan P. Thermal performance of horizontal closed-loop oscillating heat pipes [Text] / P. Charoensawan, P. Terdtoon // Applied Thermal Engineering. – 2007. – № 27. – pp.721–727.

124. Ong K.S. Inclination and fill ratio effects on water filled two-phase closed thermosyphon [Text] / K.S. Ong, W.L. Tong// 10-th. Int. Heat pipe symp. Taipei, Taiwan. – 2011. – № 6-9. – pp. 167 – 171.

125. Лабунцов Д.А. Теплообмен при пузырьковом кипении [Текст] / Д.А.Лабунцов // Теплоэнергетика. — 1959. — № 12. — с.19–26.

126. Наумова А.Н. Технологические аспекты изготовления плоской пульсационной тепловой трубы [Текст] / А.Н. Наумова, В.Ю. Кравец// Збірник наукових праць СНУЧЕтаП.– 2009.– №1 (29).– с. 120–127.

127. Дан П.Д. Тепловые трубы: пер. с англ. [Текст] / П.Д. Дан, Д.А. Рей – М.: Энергия. – 1979. – 272 с.

128. Prisniakov K. The impact of the vibration on heat and mass transfer in the oscillating heat pipes and two- phase thermosyphons [Text] / K. Prisniakov, V. Prisniakov// 11<sup>th</sup> Int. Heat Pipes Conf. – Tokyo. – 1999.

129. Prisniakov K. Vibrations in space propulsion systems: + and –[Text] / K. Prisniakov // Proc. of 51<sup>st</sup> Int. Astronautically Congress. - Rio de Janeiro (Brasil)- 2000. – Abstracts Book. P. 69.

130. Prisniakov K. Mathematical modeling of thermal-hydraulic characteristics of boiling process in thermosyphons [Text] / K. Prisniakov, V. Prisniakov// Proc. of the Sixth Int. Heat Pipe Symposium “6IHPS– 2000”. – Chiang Mai (Thailand). 2000.

131. Prisniakov K. The Operating conditions of heat pipes under vibration actions [Text] / K. Prisniakov, V. Prisniakov // Proc. of the Sixth Int. Heat Pipe Symp. “6IHPS– 2000”. – Chiang Mai (Thailand). – 2000.

132. Prisniakov K. Impact of vibration on heat and mass transfer under boiling [Text] / K. Prisniakov, V. Prisniakov// Journal of engineering physics and thermophysics. – 2001. – V. 74. – №. 4. – pp. 128–133.

133. Prisniakov V. Heat and mass transfer [Text] / V. Prisniakov, S. Bondarenko, V. Luzenko, K. Prisniakov and other// – Odessa. Neptun–Technology. – 2001. – 208p.

134. Chen X. Heat transfer correlation of the evaporator section in two-phase closed thermosyphon [Text] / X. Chen, Z. Zhang, T. Ma // 8-th. Int. heat pipe conf. Beijing, China. – 1992. – b-p23, pp. 1–6.

135. Karthikeyan M. Thermal performance of a two phase thermosyphon using aqueous solution [Text] / M. Karthikeyan, S. Vaidyanathan, B. Sivaraman// Int. J. of Engineering Sciences and Technology. – 2010. – Vol. 2(5). – pp. 913 – 918.

136. А.С. СССР № 705241. Теплообменная поверхность [Текст] / В.К. Щербаков, В.Ю. Кравец// – БИ. – № 47. – 05.01.80.

137. Косой Б.В. Теплотехнический анализ и практические рекомендации по применению теплообменников с локальными и сетевыми испарительными микроканалами [Текст] / Б.В. Косой, Д.Н. Никитин, Г.Ф. Смирнов// Пром. теплотехника. – 2005. – т.27. – №.1. – с. 41–49.

138. Wang X. Experimental investigation of two-phase closed thermosyphon with internal helical microfin [Text] / X. Wang, G. Xin, Y. Wang, L. Chen// 16-th. Int. Heat Pipe Conf. Lyon, France. – 2012. – pp. 449–453.

139. Noie S.H. Heat transfer characteristics of a two-phase closed thermosyphon [Text] / S.H. Noie// Applied Thermal Engineering. – 2005. – V.25. – pp. 495–506.

140. Мокляк В.Ф. Теплообмін при конденсації в замкнених двофазових термосифонах [Текст] / В.Ф. Мокляк, А.П. Салюк// Наукові праці НУХТ. – 2009. – №32. – с. 16–19.

141. Juhara H. Experimental investigation of small diameter two-phase closed thermosyphons charged with water, FC-84, FC-77 and FC-3283 [Text] / H. Juhara, A.J. Robinson// Applied Thermal Engineering. – 2010. – V.30.– pp. 201–211.

142. Juhara H. Experimental study of small diameter thermosyphons charged with water, FC-84, FC-77 and FC-3283 [Text] / H. Juhara, O. Martinet, A.J. Robinson// 5-th European thermal-sciences conference. Netherlands. – 2008. – pp. 1–9.

143. Salman A.D. A study for the influence of change in ratio of cross sectional area to constant perimeter of thermosyphons condenser [Text] / A.D. Salman, I.S. Ahmed, W.Y. Shehab// Eng. and Tech. Journal. – 2011. – V.29. – №.16. – pp. 3451–3467.

144. Park Y.J. Heat transfer characteristics of a two-phase closed thermosyphon to the fill charge ratio [Text] / Y.J. Park, H.K. Kang, C.J. Kim// Int. J. of Heat and Mass Transfer. – 2002. – 45. – pp. 4655–4661.

145. Teng H. Instability of condensate film and capillary blocking in small-diameter-thermosyphon condensers [Text] / H. Teng, P. Cheng, T.s. Zhao// Int. J. of Heat and Mass Transfer. – 1999. – 42. – pp. 3071–3083.

146. Kuznetsov G.V. Numerical simulation of two-phase closed thermosyphon [Text] / G.V. Kuznetsov, M.A. Al-Ani, M.A. Sheremet// Journal of Energy and Power Engineering. – 2011. – 5. – pp. 227–232.

147. Zhang M. Numerical study on cooling characteristics of two-phase closed thermosyphon embankment in permafrost regions [Text] / M. Zhang, Y. Lai, J. Zhang, Z. Sun// Cold Regions Science and Technology. – 2011. – 65. – pp. 203–210.

148. Grooter M.H.M. The effect of the angle of inclination on the operating limiting heat flux of long R-134a filled thermosyphons [Text] / M.H.M. Grooter, C.W.M. van Geld// Journal of Heat Transfer. – 2010. – vol.132. – pp. 051501-1 – 051501-5.

149. Kannan M. An experimental study on heat transport capability of a two phase thermosyphon charged with different working fluids [Text] / M. Kannan, R.

Senthil, R. Baskaran, B. Deepanraj// American Journal of Applied Sciences. – 2014. – vol.132. – №.4. – pp. 584–591.

150. Sayegh A.M. Performance of two-phase closed thermosyphon solar collector [Text] / A.M. Sayegh, J. Danielewicz// 8-th. Int. Heat Pipe Conf. Beijing, China. – 1992. – E-p15, pp. 1–2.

151. Maezawa S. Evaluation experiment of refrigerant fluorinated ethers by two-phase closed thermosyphons [Text] / S. Maezawa, K. Gi, K. Wakabayashi, N. Yamazaki, J. Sakiura// 12<sup>th</sup> Int. Heat Pipes Conf. - Moscow. – 2002. – pp. 315–321.

152. Kim K.S. Cooling characteristics of miniature heat pipe with woven-wired wick [Text] / K.S. Kim, S.H. Moon, C.G. Choi // 11-th Int. Heat Pipe Conf. Musashinoshi Tokyo, Japan, Sept. 14. – 1999. – V.1. – A.1-5. – pp. 20–25.

153. Свириденко И.И. Эффективность теплоносителей тепловых труб многоконтурных систем расхолаживания ядерных энергетических установок [Текст] / И.И. Свириденко// Энергетика: економіка, технології, екологія. – 2004. – №2. – с.34–40.

154. Murer S. Experimental and numerical analysis of the transient response of miniature heat pipe [Text] / S. Murer, P. Lybaert, L. Gleton, A. Sturbois// Applied Thermal Engineering. – 2005. – V.25. – pp. 2566–2577.

155. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя [Текст] / Г. Шлихтинг – М.: Наука. – 1974. – 711с.

156. Готовский М.А. Интенсификация теплоотдачи с помощью искусственной шероховатости при числах Рейнольдса, соответствующих ламинарному и переходному режимам, и возможности ее практического использования [Текст] / М.А.Готовский// XVII Школа-семинар молодых ученых и специалистов. – 2006. – с. 255–258.

157. Смирнов Г.Ф. Моделирование процессов в тепловых трубах и термосифонах [Текст] / Г.Ф. Смирнов, О.Г. Бурдо. – Одесса: Полиграф. – 2012. – 294с.



158. Чи С. Тепловые трубы. Теория и практика [Текст] / С. Чи. – М.: Машиностроение. – 1981. – 207с.
159. Дейч М.Е. Газодинамика: Учеб. пособие для вузов [Текст] / М.Е. Дейч, А.И. Зарянкин. – М.: Энергоатомиздат. – 1984. – 384с.
160. Amatachaya P. Comparative heat transfer characteristics of two-phase closed thermosyphon (FTPCT) and conventional two-phase closed thermosyphon (CTPCT) [Text] / P. Amatachaya, W. Srimuang// Int. Communications in Heat and Mass Transfer. – 2010. – 37. – pp. 293–298.
161. Sarmasti Emami M.R. Effect of aspect ratio and filling ratio on thermal performance of an inclined two-phase closed thermosyphon [Text] / M.R. Sarmasti Emami, S.H. Noie, M. Khoshnoodi// Iranian Journal of Science and Technology. – 2008. – Vol.32. - №B1. – pp. 39–51.
162. Li J. ECT measurement of flow patterns and film thickness in thermosyphon [Text] / J.Li, H. Chen, X. Dong, S. Liu// 13<sup>th</sup> Int. Heat Pipe Conf., Shanghai, Sept. 21 – 25. – 2004 – pp. 308 – 314.
163. Безродный М.К. Исследование гидродинамических характеристик двухфазного потока в условиях замкнутого термосифона [Текст] / М.К. Безродный, А.Н. Алабовский, С.С. Волков// Изв. вузов. Энергетика. – 1980. – №2. – с.116–121.
164. Maydanik Yu.F. Compact cooler for electronics on the basis of a pulsating heat pipe [Text] / Yu.F. Maydanik, V.I. Dmitrin, V.G. Pastukhov // Applied Thermal Engineering. – 2009. – 29. – pp. 3511–3517.
165. Kim S.J. Analytical and experimental investigation on the operational characteristics and the thermal optimization of a miniature heat pipe with a grooved wick structure [Text] / S.J. Kim, J.K. Seo, K.H. Do// Int. J. of Heat and Mass Transfer. – 2003. – 46. – pp. 2051–2063.
166. Li X. Study on heat transfer performance of micro heat pipe with trapezium-grooved wick [Text] / X. Li, X. Liu, S. Zhimin and other// Int. Conf. on Optoelectronics and Image Processing. – 2010. – pp. 435–439.

167. Moon S.Hw. Experimental study on the thermal performance of micro-heat pipe with cross-section of polygon [Text] / S.Hw. Moon, G. Hwang, S.Ch. Ko, Y.T. Kim // Microelectronics Reliability. – 2004. – 44. – pp. 315–321.

168. Moon S.Hw. Improving thermal performance of miniature heat pipe for notebook PC cooling [Text] / S.Hw. Moon, G. Hwang, H.G. Yun and other// Microelectronics Reliability. – 2002. – 42. – pp. 135–140.

169. Vasiliev L.L. Micro and miniature heat pipes – Electronic component coolers [Text] / L.L. Vasiliev // Applied Thermal Engineering. – 2008. – 28. – pp. 266–273.

170. Актершев С.П. Рост парового пузырька в предельно перегретой жидкости [Текст] / С.П. Актершев// Теплофизика и аэромеханика. – 2005. – т.12. – №3. с. 445–457.

171. Безродный М.К. О нарушении устойчивости процессов тепло- и массопереноса в некоторых газожидкостных системах [Текст] / М.К. Безродный// ИФЖ. – 1978. – том 34. – №6. – С. 1001 – 1006.

172. Mikheyev A. Mathematical model and experimental investigation of transient behavior of heat pipe [Text] / A. Mikheyev, N. Loginov, D. Michurin// 12<sup>th</sup> Int. Heat Pipe Conf., Moscow. – 2002. – pp. 494–499.

173. Paiva K.V. Experimental study of a wire mini heat pipe for microgravity test [Text] / K.V. Paiva, M.B.H. Mantelli, A.J.de A. Buschinelli//13<sup>th</sup> Int. Heat Pipe Conf., China. – 2004. – pp. 163–169.

174. Li X. A mathematical modeling method for capillary limit of micro heat pipe with sintered wick [Text] / X. Li, Ch. Yang, G. Xu and other// Solid State Phenomena. – 2011. – v. 175. – pp. 335–341.

175. Mozumder A.K. Characteristics of heat transfer for heat pipe and its correlation [Text] / A.K. Mozumder, M.Sh.H. Chowdhury, A.F. Akon// Int. Scholarly Reserch Network ISRN Mechanical Engineering. – 2011. – 7p.

176. Babin B.R. Steady-state modeling and testing of a micro heat pipe [Text] / B.R.Babin, G.P. Peterson, D. Wu// Journal of Heat Transfer. – 1990. – v.112. – pp. 595–601.

177. Zhuang J. Comparison of heat transfer performance of miniature heat pipe [Text] / J. Zhuang, H. Zhang, J. Liu// 11-th Int. Heat Pipe Conf. Musashinoshi Tokyo, Japan, Sept. 14. – 1999. – V.1. – A.1-2. – pp. 7–10.

178. Nuntaphan A. Enhancement of heat transport in thermosyphon air preheated at high temperature with binary working fluid: A case study of TEG – water [Text] / A. Nuntaphan, J. Tiansuwan, T. Kiatsirriat// Applied Thermal Engineering. – 2002. – 22. – pp. 251–266.

179. Casarosa C. The geyser effect in a two-phase thermosyphon [Text] / C. Casarosa, E. Latrofa, A. Shelginski// Int. J. Heat Mass Transfer. – 1983. – V. 26. – №6. – pp. 933–941.

180. Ганчев Б.Г. Охлаждение элементов ядерных реакторов стекающими плёнками [Текст] / Б.Г. Ганчев. -М.: Энергоатомиздат, – 1987. – 192 с.

181. Negishi K. Heat transfer performance of an inclined two phase closed thermosyphon [Text] / K. Negishi, T. Sawada// Int. J. Heat Mass Transfer. – 1983. – V. 26. – №8. – pp. 1207–1213.

182. Файнзильберг С.Н. К обобщению опытных данных по исследованию закономерностей предельных тепловых потоков двухфазных термосифонов [Текст] / С.Н. Файнзильберг, Н.К. Колоскова, М.Г. Семёна// Известия ВУЗов, Энергетика. – 1978. – № 6. – с. 86–88.

183. Khazaee I. Experimental investigation and comparison of heat transfer coefficient of a two phase closed thermosyphon [Text] / I. Khazaee// Int. J. of Energy and Environment. – 2014. – V.5. – Issue 4. – pp. 495–504.

184. Sayegh A.M. Experimental study possibility of dropwise condensation heat transfer in two-phase closed thermosyphon [Text] / A.M. Sayegh, W. Tomczak, J. Danielewicz// 8-th. Int. Heat Pipe Conf. Beijing, China. – 1992. – A-16. pp. 1–5.

185. Кузнецов Г.В. Математическое моделирование нестационарных режимов теплопереноса в замкнутом двухфазном цилиндрическом термосифоне в условиях конвективного теплообмена с внешней средой

[Текст] / Г.В. Кузнецов, М.А. Аль-Али, М.А. Шеремет// Вестник Томского государственного университета – 2011. - №1(13). – с.93-103.

186. Niro A. Boiling regime in a closed two-phase thermosyphon [Text] /A. Niro, G.P Beretta// Int. J. Heat Mass Transfer. – 1990. – V. 33. – №10. – pp. 2099–2110.

187. Ong K.S. Axial temperature distribution and performance of R410A and water filled thermosyphon at various fill ratios and inclinations [Text] / K.S. Ong, W.L. Tong, J.S. Gan, N. Hisham// Frontiers in Heat Pipe. – 2014. –V.5. – №10. – pp. 1–7.

188. Киселев Ю.Ф. Исследование процессов тепломассообмена в двухфазных термосифонах с низкотемпературными теплоносителями. – автореф. дис. на соиск. научн. степени канд. техн. наук: спец. 01.04.14 "Теплофизика"/ Ю.Ф. Киселев // – Харьков.: – 1980. – 24 с.

189. Khandekar S. An insight into thermo-hydrodynamic coupling in closed loop pulsating heat pipes [Text] / S. Khandekar, M. Groll // Int. J. of Thermal Sciences. –2004. –№43. – pp.13–20.

190. Процессы переноса тепла и массы в тепловых трубах [Текст] / В.Ф. Присяжков, В.И. Луценко, Ю.В. Наврузов и др. – Киев. Наукова думка. – 1992. – 160 с.

191. Ивановский М.Н. Физические основы тепловых труб [Текст] / М.Н. Ивановский, В.П. Сорокин, И.В. Ягодкин – М.: Атомиздат. – 1978. – 256 с.

192. Безродный М.К. Исследование кризиса тепломассопереноса в низкотемпературных тепловых трубах [Текст] / М.К. Безродный, Д.В. Алексеенко // Теплофизика высоких температур. – 1977. – т. 15. – № 2. – с. 370 – 376.

193. Безродный М.К. Кризисы теплопереноса в замкнутых двухфазных термосифонах: Автореф. дис. на соискание уч. степ. докт. техн. наук.- М.: МЭИ. - 1983.- 34 с.

194. Shiraishi M. Influence of evaporator geometry on performance limits in two-phase closed thermosyphons [Text] / M. Shiraishi// 6-th. Int. Heat Pipe Conf. Grenoble, France. – 1987. –pp. 609 – 613.

195. Kannan M. Thermal performance of a two-phase thermosyphon for waste heat recovery system [Text] / M. Kannan, E. Natarajan// Journal of Applied Sciences. – 2010. – vol.10. – №.5. – pp. 413–418.

196. Савченков Г.А. Оптимизация задачи сопряженного теплопереноса системы охлаждения (нагрева) с двухфазными термосифонами [Текст] / Г.А. Савченков, Л.И. Долгополова, В.Г. Кунаков/ Известия ВУЗов, Энергетика. – 1978. – № 12. – с. 85–90.

197. Безродный М.К. Закономерности предельного теплопереноса в наклонных испарительных термосифонах [Текст] / М.К. Безродный, А.А.Сахацкий // Теплоэнергетика. – 1977. – № 3. – с. 75 –78.

198. Kusada H. Boiling heat transfer in an open thermosyphon [Text] / H. Kusada, H. Imura // Bul. JSME – 1973. – V.101. – pp. 1734 – 1740.

199. Гершуні О.Н. Випаровувально-конденсаційні системи теплопередачі для ядерних енергетичних технологій [Текст] / О.Н. Гершуні, О.П. Ніщик, Є. М. Письменний – К.: Альтерпрес – 2007. – 236 с.

200. Das S.P. Thermally induced two-phase oscillating flow inside a capillary tube [text] / S.P. Das, V.S. Nikolayev, F. Lefevre and other // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2010. – V. 53. – pp. 3905–3913.

201. Ma H. Oscillating heat pipes [Text] / H.Ma – New York Springer Science+Business Media. – 2015. – 427 p.

202. Кутепов А.М. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании: учеб. пособие для вузов [Текст] / А.М. Кутепов, Л.С. Стерман, Н.Г. Стюшин – М.: Высш. шк. – 1986. – 448 с.

203. Reay D. Heat pipes theory, design and applications [Text] / D. Reay, P. Kew, R. Mcglen – USA. Published by elsevier LTD. – 2014. – 251 p.

204. Smirnov H. F. Transport phenomena in capillary-porous structures and heat pipes [Text] / H. F. Smirnov – London, New York. Taylor & Francis group. - 2010. – 384 p.

205. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям [Текст] / И.Е. Идельчик – 3-е издание, переработанное и дополненное. – М.: «Машиностроение», 1992. – 672 с.

206. Технологические основы тепловых труб [Текст] / М.Н. Ивановский, В.П. Сорокин, Б.А. Чулков, И.В. Ягодкин – М.: Атомиздат. 1980. – 160 с.

207. MASCOT thermal subsystem design challenges and solution for contrasting requirements [Text] / L.Celotti, M. Sołyga, R. Nadalini, V.Kravets, S. Khairnasov, V.Baturkin, C. Lange, R. Findlay, Ch.Ziach, Tra-Mi Ho// 45th International Conference on Environmental Systems ICES-2015-83 12-16 July 2015, Bellevue, Washington. – Pp. 1 – 8.

208. Тепловая эффективность системы воздушного охлаждения для теплонагруженных элементов персонального компьютера [Текст] / Е.Н. Письменный, В.А. Рогачев, А.М. Терех, В.Д. Бурлей // Промышленная теплотехника. – 2003. – Т. 25. – № 3. – с. 16 – 20.

## ДОДАТОК А

**ЗАТВЕРДЖУЮ**

Генеральний директор НВП «Карат»,  
Заслужений діяч науки і техніки України,  
д.т.н., професор



М. М. Ваків

2014 р.

**А К Т**

**щодо впровадження в НВП «Карат», м. Львів  
результатів наукових досліджень,  
викладених в докторській дисертації Кравця Володимира Юрійовича**

Запропоновані особисто Кравцем В.Ю. нові функціональні залежності з визначення закономірностей процесів теплообміну з зоні випаровування мініатюрних випарно-конденсаційних систем охолодження впроваджені в ПАТ НВП «Карат» при розрахунках та проектуванні експериментальних зразків колекторної системи охолодження блока з металевою несучою платою з вбудованою системою вертикальних випарних каналів під час виконання роботи «Дослідження теплопередавальних властивостей металевих підкладок з замкнутим випаровувально-конденсаційним циклом для відводу тепла від тепловиділяючих елементів мікроелектронної апаратури», що виконувалась за державною програмою розвитку найбільш конкурентоспроможних напрямів мікроелектроніки в Україні на замовлення Мнпромполітики України.

Результати теплофізичних випробувань ряду виготовлених зразків нової колекторної системи охолодження з мініатюрними випарними каналами, заповненими такими теплоносіями, як дистильована вода, ацетон, фреон 113 та етиловий спирт, засвідчили відповідність експериментальних даних теоретичним розрахункам, запропонованим Кравцем В.Ю., та високу ефективність відводу теплоти за рахунок реалізованого усередині плати замкнутого випарно-конденсаційного циклу. Створені системи охолодження з такими платами, виконаними з алюмінієвого сплаву АМц, міді М1 та титанового сплаву ВТ1-0, дозволяють відвести теплову потужність 400 Вт при температурі плати не вище 60 °С при розмірах плати 170x280x3 мм.

Використання теплофізичних основ створення випарно-конденсаційних теплопередавальних пристроїв з каналами мініатюрних розмірів, розроблених Кравцем В.Ю., дає можливість створити нові компактні та високоефективні конструкції систем охолодження для електронної та обчислювальної техніки.

Заступник Генерального директора  
з наукових питань НВП «Карат»,  
д.ф.-м.н., професор

Начальник відділу, д.т.н., с.н.с

О.Й. Шпотюк

С.І. Круковський





**ТЕПЛОВІ  
ТЕХНОЛОГІЇ**

ПП «Науково-впроваджувальна фірма ТЕПЛОВІ ТЕХНОЛОГІЇ»  
02140, м.Київ, пр. Григоренка, 38-А, оф.314, ЄДРПОУ 32704674, р/р 2600613859001 в АБ «Київська  
Русь», МФО319092. Св-во № 38820943, ІПН 327046726510, тел./факс. (+38 044) 5750355, 4897166,  
e-mail: teploteh@voliacable.com

«Затверджую»

ПП «Науково-випробувальна фірма  
Теплові Технології»  
Директор  
Олефіренко Д.М.

## А К Т

про використання результатів докторської дисертації  
«Теплообмін при мініатюризації випарних систем охолодження»  
Кравця В.Ю.

Складений представниками:

1. ПП «Науково-випробувальна фірма Теплові Технології»
2. Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»

У період з 01.02.2014 р. по 15.03.2014 р. представники ПП «НВФ Теплові Технології» провели роботу по визначенню фактичного використання результатів докторської дисертації «Теплообмін при мініатюризації випарних систем охолодження», виконаної Кравцем В.Ю.

Представники розглянули матеріали, що стосуються виконання і впровадження наукової роботи: теплопередаючі характеристики мініатюрних теплових труб та системи охолодження на їх основі.

Було встановлено наступні результати використання:

1. Розроблена методика розрахунку систем охолодження на основі мініатюрних теплових труб для термостабілізації мікроелектронної апаратури використання в Системі охолодження радіоелектронної апаратури, виконані з використанням пульсаційних капілярних теплових труб, відрізняються спроможністю відводити значну кількість теплоти при невеликій власній масі і розмірах. Застосування радіаторів на базі пульсаційних теплових труб для відведення теплових потоків від комп'ютерних процесорів більш ефективно порівняно з іншими традиційними системами охолодження. Це дає змогу знизити робочу температуру процесора, збільшуючи ресурс його роботи, що загалом сприятливо впливає на функціонування комп'ютера. Отже, використання радіаторів з пульсаційними тепловими трубами для охолодження радіоелектронного устаткування цілком доцільне, а розробка цього напрямку наукових досліджень виправдана.

2. Наукові положення про вплив різноманітних факторів (параметрів охолоджуючого середовища, орієнтації в просторі, наявності механічних вібрацій) на теплопередаючі характеристики пульсаційних капілярних теплових труб (температурне поле, термічний опір, коефіцієнти тепловіддачі в зонах нагріву та конденсації) полягають в основі розрахунків для визначення робочих температур електронного устаткування та надійності його функціонування.

Впровадження результатів наукового дослідження дозволить збільшити продуктивність роботи радіоелектронної апаратури.

Науково-дослідна робота виконана на високому науковому рівні. ПП «НВФ Теплові Технології» продовжує розробки нових зразків систем охолодження з використанням результатів науково-дослідної роботи.

Представник ПП «НВФ Теплові Технології»:  (Олефіренко Д.М.)

Представник НТУУ «КПІ»:

 (к.т.н., доц. Кравець В.Ю.)



## А К Т

приймальних випробувань дослідних зразків  
по НДДКР «Розробка, дослідження та виготовлення дослідної партії високоефективних теплових  
мікротруб для систем охолодження мікроелектронної апаратури», шифр 3-8,  
№ державної реєстрації 0199U003336  
договір № 92186/07-60-2000 від 25.04.2000 р., додаткові угоди № 1 від 31.01.2001 р.,  
№ 2 від 04.03.2002 р., № 3 від 06.10.2003 р., № 4 від 01.03.2004 р. по Програмі розвитку  
найбільш конкурентоспроможних напрямків мікроелектроніки в Україні

Комісія у складі:

голови: М.І. Марченка, Головного інженера ДНВП „Електронмаш”, м. Київ – головної  
наукової організації Мінпромполітики України,

членів комісії:

Ю.Є. Ніколаєнка, Заступник начальника управління, начальник відділу департаменту 5-2  
Мінпромполітики України, к.т.н., ;

В.Г. Вербицького, Директора Інституту мікроприладів НАНУ, м. Київ, д.т.н., професора –  
керівника програми;

В. Ю. Кравця, керівника лабораторії теплових труб НТУУ „КПІ”, к.т.н., с.н.с.;

В.А.Стрюченка, Директора НПК “Пошук” ДНВП “Електронмаш”;

Є. М. Шевчука, Старшого наукового співробітника ІТТФ НАНУ, к.т.н., с.н.с.,

що працювала на підставі розпорядження директора департаменту 5-2 Мінпромполітики  
України Ноговіцина О.В. № 5-2-57 від 12 листопада 2004 р.,  
у період з 29 листопада 2004 р. по 30 листопада 2004 р. провела приймальні випробування  
дослідних зразків теплових мікротруб та систем охолодження вінчестера і мікропроцесора на їх  
основі.

Випробування проведені в лабораторії теплових труб НТУУ “КПІ” за програмах і  
методиках випробувань, які розроблені в НТУУ „КПІ” і затверджені деканом ТЕФ НТУУ “КПІ”  
Є.М. Письменним.

1. Мета випробувань: Визначення характеристик розробленої продукції (конструкторська  
та технологічна документація, зразки теплових мікротруб, системи охолодження вінчестера  
ПЕОМ та система охолодження процесора ПЕОМ) та оцінка їх відповідності вимогам ТЗ.

2. Результати випробувань: Результати приймальних випробувань по всіх пунктах програм  
приведені в протоколах приймальних випробувань і відповідають вимогам ТЗ. Конструкторська  
та технологічна документація розроблена згідно існуючим стандартам.

3. Висновки комісії: Проведені приймальні випробування дають змогу вважати, що робота  
по договору виконана в повному обсязі і після надання підсумкового технічного звіту  
рекомендується до приймання в цілому. Рекомендувати присвоїти конструкторській та  
технологічній документації літеру „О<sub>1</sub>”.

Додаток. Протоколи приймальних випробувань зразків теплових мікротруб, систем охолодження вінчестера ПЕОМ та системи охолодження процесора ПЕОМ.

Члени комісії:

Заступник начальника управління,  
начальник відділу департаменту 5-2  
Мінпромполітики України, к.т.н.

Директор Інституту мікроприладів НАНУ,  
д.т.н., професор – керівник програми

Керівник лабораторії теплових труб  
НТУУ „КПІ”, к.т.н., с.н.с.,

Директор НПК “Пошук”  
ДНВП “Електронмаш”,


Старший науковий співробітник  
ІТТФ НАНУ,  
к.т.н., с.н.с.,



Ю.Є. Ніколаєнко;




В.Г. Вербицький;



В. Ю. Кравець;



В.А.Стрюченко;



Є. М. Шевчук